www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

PHILIPS TECHNISCH TIJDSCHRIFT

JAARGANG 27, 1965/66, no. 12

Masers voor een radioastronomische interferometer

F. W. Smith, P. L. Booth en E. L. Hentley

621.375.9:522.617.3

De maser als een versterker met een zeer lage equivalente ruistemperatuur wordt met name in de radioastronomie reeds veelvuldig toegepast. Een interessant onderdeel van de in dit artikel beschreven masers is de supergeleidende magneet. Voor de fijnregeling van de bekrachtigingsstroom hiervan wordt de supergeleidende dynamo gebruikt, waarvan het principe indertijd in dit tijdschrift is beschreven.

In toepassingen waarbij een ontvangantenne op de koude ruimte wordt gericht — zodat de ruisachtergrond laag is — kunnen de lageruiseigenschappen van vastestofmasers volledig tot hun recht komen. Een van deze toepassingen is de detectie en meting van de discrete radioruisbronnen, die in groten getale in het heelal voorkomen. Sommige van deze bronnen zijn met zekerheid geïdentificeerd met zichtbare objecten, zoals melkwegstelsels die met elkaar in botsing zijn. De laatste jaren heeft men enkele andere radiobronnen kunnen identificeren met zeer zwakke zichtbare objecten, die tot een tot dusver onbekend soort hemellichamen schijnen te behoren, de „quasi-stellaire lichamen" of „quasars". De ontdekking en het onderzoek van deze lichamen blijken voor de astronomie van groot belang te zijn.

De identificatie met een zichtbaar voorwerp vereist nauwkeurige meting van plaats en hoekdiameter van de radiobron. Een voor dit doel bij uitstek geschikte methode is die waarbij gebruik wordt gemaakt van een radio-interferometer [1]. De ruis van de bron wordt opgevangen door twee antennes, en de correlatie tussen de uitgangssignalen van de twee antennes wordt gemeten. In principe zal er alleen een merkbare correlatie zijn wanneer het verschil in weglengte van de bron naar de twee antennes ongeveer één golflengte of minder bedraagt. Grote nauwkeurigheid krijgt men door de antennes op een onderlinge afstand van vele golflengten te plaatsen; men zal dan slechts een correlatie meten als de bron zich binnen een zeer kleine hoek rond de normaal van de verbindingslijn bevindt. (Men kan het systeem in andere richtingen dan deze normaal laten „kijken" door een geschikte signaalvertraging in een van de beide kanalen aan te brengen.) De hoekdiameter van de bron vindt men door de correlatie te meten als functie van de afstand tussen de antennes [2].

Om zwakke bronnen te kunnen meten, is een lage ruistemperatuur van de ontvanger vereist. Voor de eerste trap is daarom het gebruik van een maser wenselijk, die een equivalente ruistemperatuur van enkele °K kan hebben. De gevoeligheid van het systeem kan worden aangegeven door de laagste nog detecteerbare brontemperatuur ΔT. Deze is:

$$\Delta T = T_s/\sqrt{2B\tau}, \quad \ldots\ldots \quad (1)$$

waarin T_s de ruistemperatuur van het ontvangsysteem is (hoofdzakelijk bepaald door de eerste trap), B de bandbreedte van de ontvanger en τ de integratietijd na detectie. Bij gegeven waarden van T_s en B zijn vaak lange integratietijden nodig om de gewenste gevoeligheid te bereiken.

Wil men de eventuele correlatie van de twee ontvangen signalen nauwkeurig meten, dan moet elke vervorming van deze signalen bij de versterking vermeden worden. Of, juister gezegd: de twee signalen mogen niet op verschillende wijze vervormd worden. Daarvoor moeten de versterkings- en fazekarakteristieken van de masers onderling gelijk zijn en, met het oog op eventuele lange integratietijden, zeer stabiel.

F. W. Smith, B.Sc., P. L. Booth, B.Sc. en E. L. Hentley, A.M.I.E.R.E., medewerkers van Mullard Research Laboratories, Redhill (Surrey), Engeland.

[1] R. R. E. Journal, no. 50, okt. 1963.

[2] Dit principe en de toepassing ervan voor „optische" sterren is behandeld in: R. Hanbury Brown en A. Browne, De sterinterferometer te Narrabri, Philips techn. T. **27**, 197-216, 1965/66 (no. 8/9).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

De radio-interferometer te Defford, bij Malvern in Engeland, heeft twee parabolische antennes met een doorsnede van 25 m (*fig. 1*). Een hiervan kan langs ongeveer oost-west lopende rails worden verplaatst, de andere langs een baan die een hoek van 67° met de eerste maakt. Hierdoor kan de verbindingslijn zowel in lengte als in richting worden gevarieerd.

In dit artikel zullen we een korte beschrijving geven van de masers die voor dit systeem zijn gebouwd. Het zijn lopendegolfmasers voor een frequentie van 3,025 GHz (ongeveer 10 cm). In vele opzichten lijken zij op de lopendegolfmaser die in ons laboratorium is ontwikkeld voor gebruik bij de communicatie via satellieten, en die uitvoerig is beschreven in een eerder artikel in dit tijdschrift [3]. Twee daarin besproken mogelijkheden voor een verbeterde uitvoering zijn thans gerealiseerd. De eerste is het gebruik van *supergeleidende elektromagneten*, die door een persisterende stroom worden bekrachtigd en die een zeer constant magneetveld ter plaatse van het maserkristal waarborgen, met dienovereenkomstig grote stabiliteit van faze en versterking. De tweede verbetering is het gebruik van een golfpijp voor de ingangsgeleider in de heliumkryostaat, in plaats van een coaxiale leiding; dit vermindert de hoogfrequentverliezen in de ingangsgeleider en derhalve de ruistemperatuur.

Om met het interferometersysteem zeer nauwkeurige plaatsbepalingen te kunnen verrichten, moet men, zoals reeds vermeld, de antennes ver van elkaar plaatsen. Daarom is het gewenst dat het afstemmen van de centrale frequentie van de masers, dat nodig is om de versterkingskarakteristieken aan elkaar gelijk te kunnen maken, op afstand kan geschieden. Dit wordt hier bereikt door in elk van de masers gebruik te maken van een *supergeleidende dynamo*: hiermee regelt men het magneetveld van de supergeleidende magneet, hetwelk op zijn beurt de centrale frequentie bepaalt.

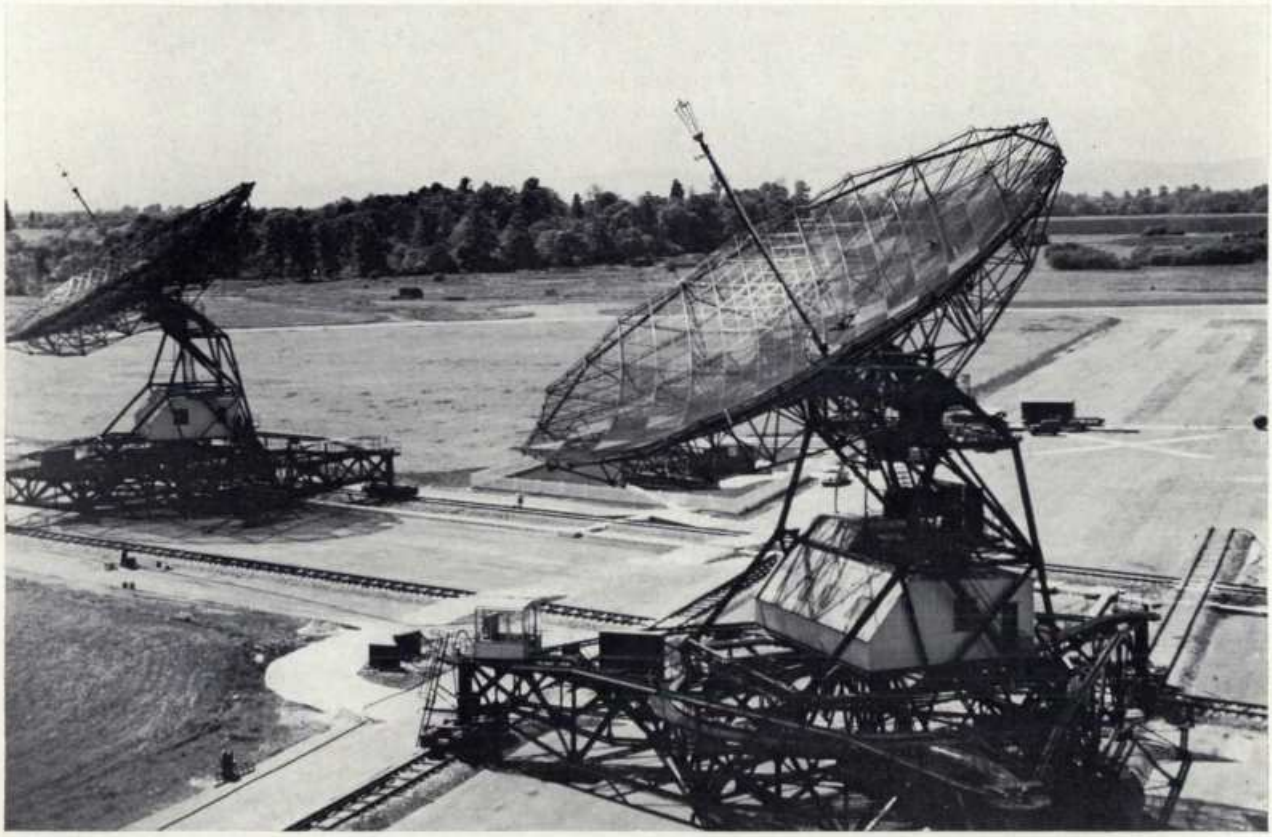


Fig. 1. De radio-interferometer te Defford (bij Malvern, Engeland). Elk der twee parabolische antennes met een doorsnede van 25 m ontvangt de ruisstraling van de te onderzoeken bron. Het ruissignaal wordt in beide kanalen versterkt; de ruis van de ontvanger kan daarbij sterk gereduceerd worden door als eerste versterkingstrap een maser te gebruiken. Ten slotte wordt de correlatie tussen de signalen gemeten. Om de ruis van het systeem verder te reduceren en het aanbrengen van de masers te vergemakkelijken wordt elke antenne omgebouwd tot een Cassegrain-systeem. De antennes kunnen langs rails in twee verschillende richtingen worden verplaatst om de verbindingslijn in lengte en richting te kunnen variëren.

[3] J. C. Walling en F. W. Smith, De vastestofmaser; principe en toepassing in de communicatie via satellieten, Philips techn. T. **26**, 33-54, 1964/65 (no. 2).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

De lopendegolfmaser

We recapituleren eerst heel kort de belangrijkste elementen van de lopendegolfmaser. Voor een uitvoerige beschrijving van het principe van de maser en van enkele gezichtspunten bij de uitvoering wordt de lezer verwezen naar het aangehaalde artikel [3].

Het te versterken hoogfrequente signaal loopt van ingang naar uitgang langs het *maserkristal*, een paramagnetisch kristal, dat energie levert aan de golf. Het kristal is gemonteerd in een *vertragingsgolfgeleider*, om de wisselwerking tussen het kristal en de golf te vergroten. Het maserkristal wordt geactiveerd door een hoogfrequent *pompsignaal*, dat in de regel een aanzienlijk hogere frequentie heeft dan het te versterken signaal. Het kristal wordt geplaatst in een magneetveld, waardoor het wordt afgestemd op de frequenties van signaal en pomp. Ten slotte is een *lage temperatuur* essentieel om een grote versterking en een geringe ruis te waarborgen; gewoonlijk plaatst men de maser in een bad van vloeibaar helium.

In een lopendegolfmaser wordt de „intrinsieke versterking" G (de door het masermateriaal geleverde versterking bij verwaarlozing van de verliezen in de vertragingsgolfgeleider) gegeven door:

$$G = 27{,}3 \frac{fLF}{v_g} \frac{1}{Q_m} \text{ (in dB)}, \quad \ldots \quad (2)$$

waarin f de frequentie is, L de lengte van de vertragingsgolfgeleider, v_g de groepsnelheid van golven hierin, F de in het masermateriaal aanwezige fractie van de totale magnetische energie en Q_m de magnetische kwaliteitsfactor van het masermateriaal.

De vertragingsgolfgeleider van deze masers heeft de bekende kamstructuur. De configuratie en de afmetingen hiervan zijn aangegeven in *fig. 2*. De lengte van de constructie bedraagt 12 cm, de groepsnelheid hierin is ongeveer 1/80 van de lichtsnelheid in vacuüm. Aan één kant van de kam is het masermateriaal aangebracht.

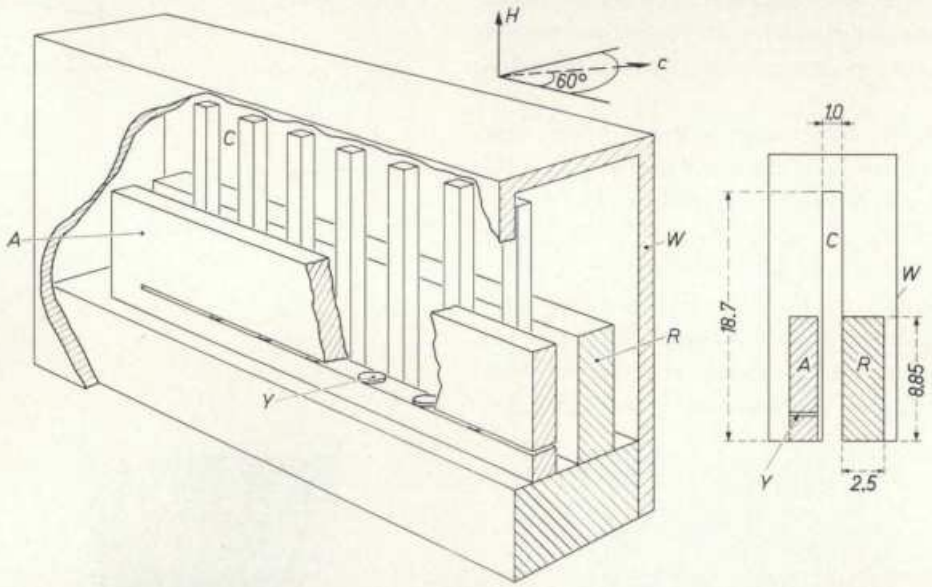


Fig. 2. Opengewerkt aanzicht en dwarsdoorsnede van de lopendegolfmaser voor 3,025 GHz. De afmetingen zijn in mm aangegeven. Langs de kamconfiguratie C planten elektromagnetische golven zich met geringe snelheid voort (groepsnelheid 1/80 van de lichtsnelheid in vacuüm); in voorwaartse richting lopende golven worden versterkt door het maserkristal R (robijn), teruglopende golven worden verzwakt door de YIG-schijfjes Y, die op hun plaats gehouden worden door de reep A van diëlektrisch materiaal. Het maserkristal wordt afgestemd door middel van een magneetveld H en geactiveerd door een pompsignaal (26,4 GHz, toegevoerd via de golfpijp W). De oriëntatie van de optische as c is in de schets bovenaan aangegeven.

Aan de andere kant bevinden zich schijfjes yttriumijzergranaat (YIG) die op hun plaats worden gehouden door een reep diëlektrisch materiaal (met een diëlektrische constante 9, aangepast aan die van het masermateriaal). Door deze opstelling wordt de golfgeleider niet-reciprook: de voorwaarts lopende golven ondergaan een wisselwerking vrijwel alleen met het masermateriaal, waardoor zij worden versterkt. De teruglopende golven echter treden alleen in wisselwerking met de YIG-schijfjes en worden verzwakt (vgl. [3]). De kamconstructie wordt aan één uiteinde rechtstreeks bevestigd aan de golfpijp die de pompenergie toevoert.

Het maserkristal is een monokristal van robijn (0,04 gew.-% chroom), ongeveer 12 cm lang, met de optische as onder een hoek van 60° met de lengterichting (d.i. de groeirichting). In de constructie is de robijn met de optische as loodrecht op de tanden van de kam aangebracht; deze tanden zijn evenwijdig met het statische magneetveld.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info
11/14/2023

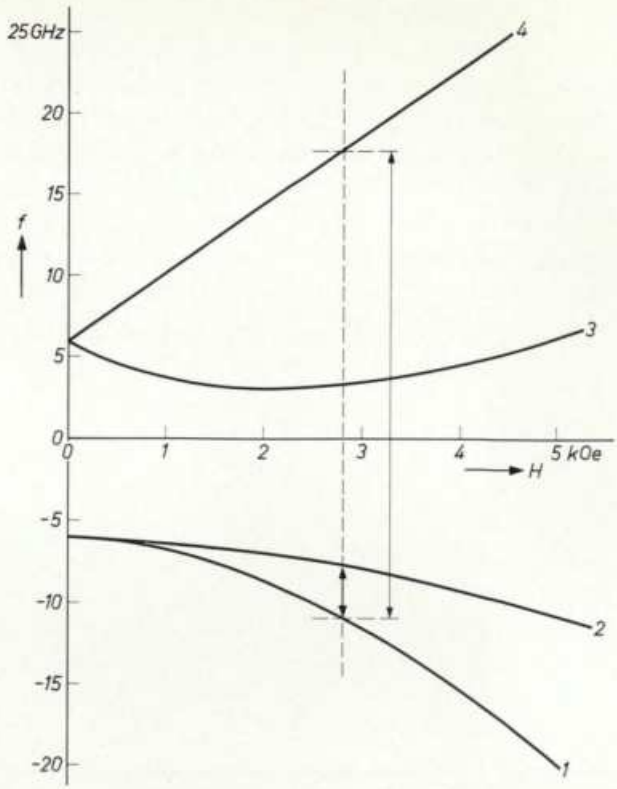


Fig. 3. Paramagnetische energieniveaus van het maserkristal (robijn), als functie van H, als H loodrecht op de optische as staat. De pompovergang *1-4* (26,4 GHz) en de signaalovergang *1-2* (3,025 GHz) in een veld van 2800 Oe zijn aangegeven.

Fig. 3 toont de paramagnetische energieniveaus van de robijn in een magneetveld loodrecht op de optische as, en het pompschema.

Zowel aan de ingangs- als aan de uitgangszijde is de kamconstructie aangesloten op een aangepaste coaxiale leiding met geringe verliezen (de centrale geleider wordt door een schroefvormig membraan ondersteund). De definitieve afregeling van de doorlaatband van de vertragingsgolfgeleider vindt plaats door middel van kleine variaties in de afmetingen van het diëlektrische materiaal.

Het verlies in de constructie bedraagt 12 dB; laat men de maser bij 1,5 °K in een homogeen magneetveld werken, dan is de intrinsieke versterking 48 dB, wat neerkomt op een netto-versterking van 36 dB. Onder deze omstandigheden is de 3-dB-bandbreedte 14 MHz. De bandbreedte kan, ten koste van de versterking, vergroot worden door een niet-homogeen (b.v. getrapt) statisch veld toe te passen, zodat verschillende delen van het kristal zich in verschillende magneetvelden

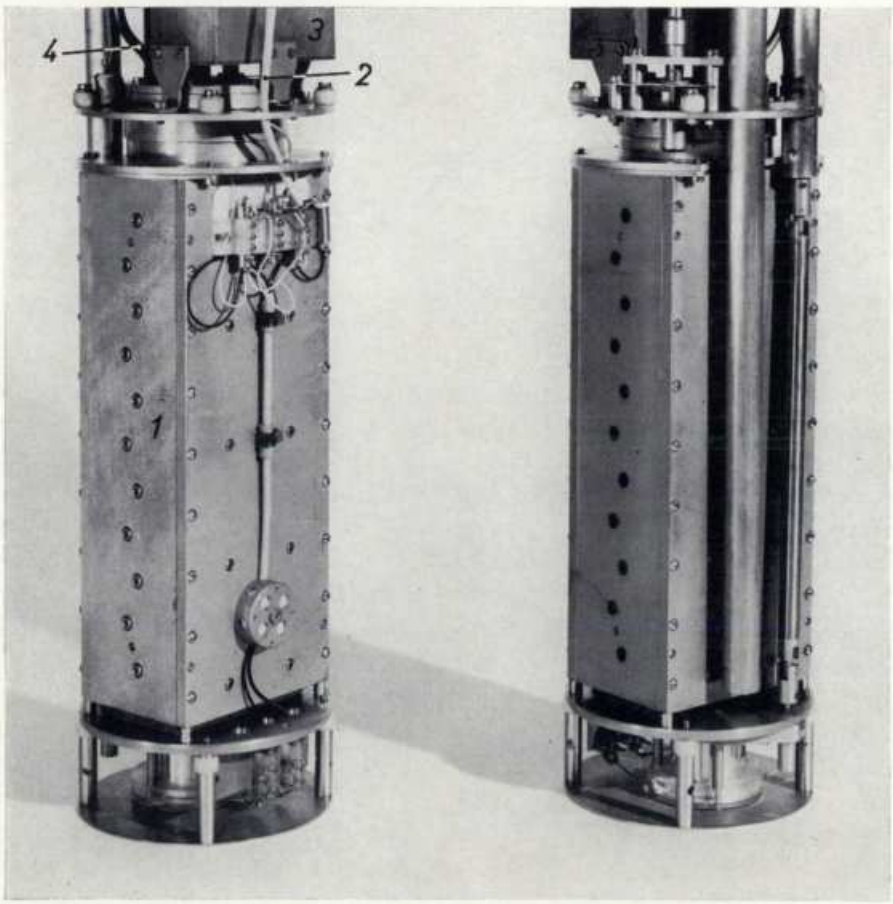


Fig. 4. Het gedeelte van het apparaat dat de vertragingsgolfgeleider en de masermagneet bevat. De magneet *1* kan door middel van een tandwieloverbrenging (zie bovenaan in het rechter exemplaar) over een hoek van enkele graden gedraaid worden. *2* kabels van de uitwendige magneetstroomvoeding. *3* ingangsgolfpijp. *4* coaxiale uitgangsgeleider.

Digitized in Heiloo the Netherlands
Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

bevinden en dientengevolge verschillende centrale resonantiefrequenties hebben. Het vergroten van de bandbreedte op deze manier levert voordeel op zolang de versterking groot genoeg blijft om de ruisbijdragen van de volgende trappen te mogen verwaarlozen (zie formule 1). De ruistemperatuur van de maser zelf verandert niet zolang in alle delen van het kristal de pompniveaus verzadigd blijven [3].

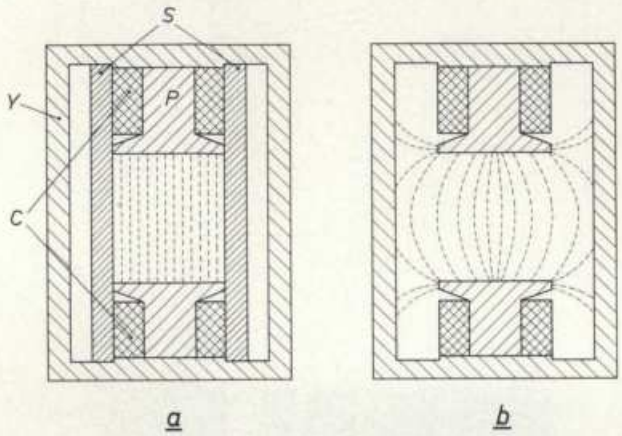


Fig. 5. *a*) Dwarsdoorsnede van de supergeleidende magneet. *Y* is het juk en *P* zijn de poolschoenen van zacht staal. *C* supergeleidende spoelen van niobium-zirkoniumdraad. *S* supergeleidende schermen van lood-bismut. De krachtlijnen zijn gestippeld. *b*) Om het effect van de schermen *S* op de veldverdeling te laten zien, is hier de veldverdeling geschetst die men zonder de schermen zou krijgen.

een reep van een lood-bismutlegering (50Pb50Bi) aangebracht, die als een supergeleidend diamagnetisch scherm fungeert en spreiding van het veld buiten de spleet tegengaat [5]. Fig. 5*a* en *b* illustreren het effect van deze afscherming. De homogeniteit van het veld, gemeten over het volume van het robijnkristal, is beter dan 1 op 10^3 (zie *fig. 6*).

De spoelen zijn vervaardigd van verkoperd niobium-zirkoniumdraad (75Nb25Zr) van 0,25 mm diameter, geïsoleerd met nylon. Elk der spoelen heeft 600 windingen. Zij zijn gewikkeld op spoelhouders van een titaniumlegering met dezelfde thermische uitzettingscoefficiënt als het draad.

De spoelen vormen, te zamen met de supergeleidende dynamo voor de fijnregeling van de magneetstroom, een gesloten supergeleidend circuit. Deze dynamo wordt hieronder beschreven. In principe zou hij gebruikt kunnen worden om het gehele magneetveld op te bouwen; dit is hier echter niet praktisch, aangezien dit ca. 9 uur zou duren. De opstelling waarmee we in eerste instantie de stroom in de supergeleidende magneet opwekken, is in *fig. 7* weergegeven. Op de spoelen is een uitwendige voedingsbron aangesloten, parallel aan de supergeleidende dynamo. We heffen nu de supergeleiding in de dynamotak op door een *thermische schakelaar*; de door de voedingsbron geleverde stroom wordt aldus geheel door de magneetspoelen geleid.

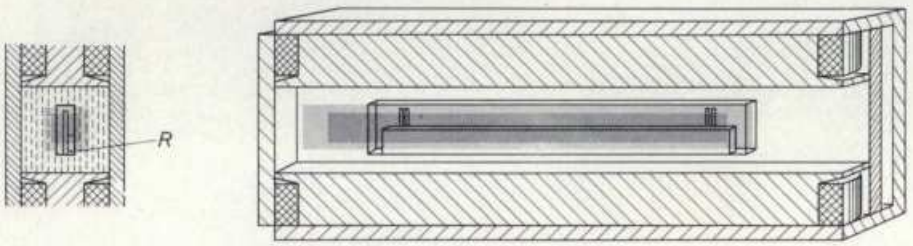


Fig. 6. De verdeling van het magneetveld in de spleet van de magneet. In het donkergrijze gebied bedragen de veldvariaties niet meer dan 1 : 10^4, in het lichtgrijze 1 : 10^3. Links de magneet in dwarsdoorsnede (als in fig. 5*a*). *R* is het robijnkristal.

De supergeleidende magneet en supergeleidende dynamo

Het magneetveld dat het maserkristal afstemt op de signaal- en pompfrequenties wordt opgewekt door een supergeleidende magneet, die nauwsluitend rond de vertragingsgolfgeleider is geconstrueerd; magneet en vertragingsgolfgeleider worden als één geheel in het heliumbad gedompeld (*fig. 4*).

De magneet [4] bestaat uit een weekijzeren juk met twee supergeleidende spoelen; *fig. 5* geeft een doorsnede hiervan. Het volume van de spleet is $3{,}5 \times 3{,}0 \times 22$ cm. Ter weerszijden van de poolschoenen en de spoelen is

Als de stroom de juiste waarde heeft bereikt, stellen we de thermische schakelaar buiten werking: de supergeleiding in de dynamotak wordt hierdoor hersteld en er loopt nu een persisterende stroom door het supergeleidende circuit. De uitwendige voeding kan dan worden uitgeschakeld.

De thermische schakelaar bestaat uit een wikkeling van niobium-zirkoniumdraad, samengewonden met een verwarmingswikkeling van een soort constantaan-

[4] E. L. Hentley, Mullard Research Laboratories Report, sept. 1964.
[5] P. P. Cioffi, J. appl. Phys. **33**, 875, 1962.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

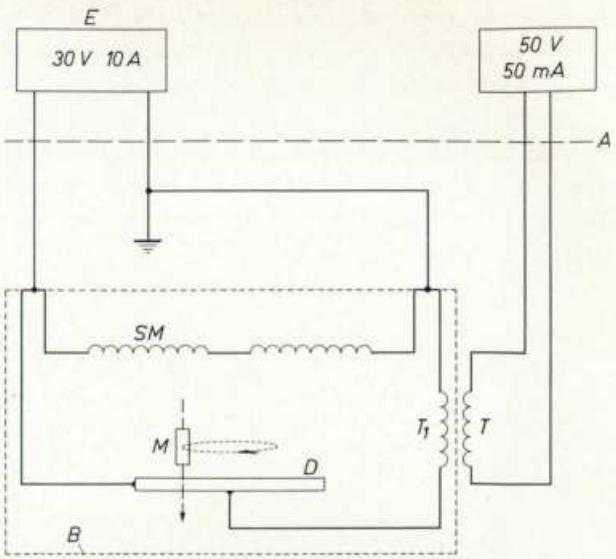


Fig. 7. Schema van de magneetvoeding. De persisterende stroom in het supergeleidende circuit (binnen het vak *B*) wordt tot stand gebracht door a) de „thermische schakelaar" TT_1 te bekrachtigen (d.w.z. de supergeleiding in spoel T_1 te verstoren door een stroompje door *T*, waardoor *T* en T_1 worden verwarmd), b) de uitwendige voeding *E* in te schakelen en de stroom op de juiste waarde in te stellen, c) de thermische schakelaar TT_1 buiten werking te stellen. Zodra T_1 weer supergeleidend is, loopt in *B* een persisterende stroom en *E* kan worden losgemaakt. *SM* zijn de supergeleidende spoelen. *M*, *D* is de supergeleidende dynamo. Wat boven lijn *A* getekend is, bevindt zich buiten de kryostaat.

draad. Een stroom van 50 mA door deze laatste veroorzaakt normale geleiding in de niobium-zirkoniumwikkeling.

De supergeleidende dynamo, waarvan het principe in het Philipslaboratorium te Eindhoven is ontwikkeld [6], is schematisch weergegeven in *fig. 8*. De dynamo (of „fluxpomp", zoals hij vaak wordt genoemd) bevat een supergeleidende schijf, die door aansluitingen in het midden en aan de rand in het supergeleidende circuit

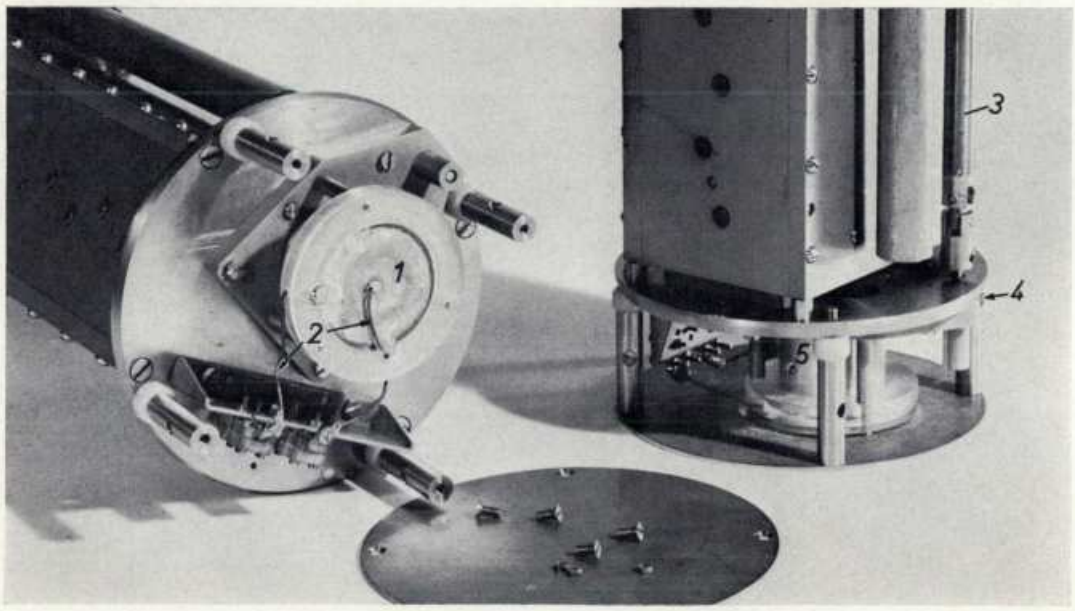
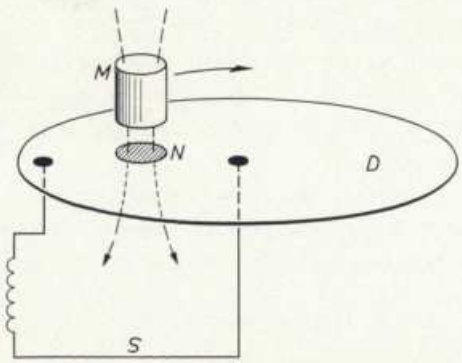


Fig. 9. De supergeleidende dynamo. *1* loodschijf. *2* lood-bismutdraden, die de dynamo met de magneetspoelen verbinden. *3* as en *4* tandwiel voor het draaien van de in het aluminiumblok *5* gemonteerde „Ticonal" magneetjes.



is opgenomen, en een aantal kleine permanente magneetjes, die dicht langs de schijf ronddraaien. Deze magneetjes induceren normale, niet-supergeleidende gebiedjes in de schijf, en een deel van hun flux dringt door deze gebiedjes heen. Iedere keer dat een normaal gebiedje tussen de aansluitpunten van het circuit door-

Fig. 8. Schematische voorstelling van de supergeleidende dynamo. Het permanente magneetje *M* induceert een normaal, niet-supergeleidend gebiedje *N* in de supergeleidende schijf *D*; een gedeelte van de flux van *M* dringt door *N* heen. Als *M* rond het middelpunt van *D* draait — zodat *N* telkens tussen de contacten van het supergeleidende circuit *S* doorloopt — wordt er flux in *S* gepompt en verandert de persisterende stroom.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

loopt, wordt er flux het circuit ingepompt, wat een verandering in de persisterende stroom veroorzaakt. Door de magneetjes rechtsom dan wel linksom ten opzichte van de schijf te laten draaien, kan men de stroomsterkte naar wens vergroten dan wel verkleinen. De fluxpomp is onderaan de masermagneet geplaatst (*fig. 9*). De schijf is van lood, 25 μm dik, bevestigd op een plaat van teryleen. Twee permanente „Ticonal" magneetjes leveren een veld van 1000 Oe ter plaatse van de schijf; zij zijn gemonteerd in een aluminiumblok, dat door een motor op de kap van de kryostaat met 500 omw/min kan worden rondgedraaid. Dit levert een variatie van het masermagneetveld met 5 Oe/min. Hiermee kan de centrale frequentie van de maser goed worden geregeld.

De resonantiefrequenties van het maserkristal hangen niet alleen af van de grootte van het magneetveld, maar ook van de richting ervan ten opzichte van de kristalas. Om het veld tijdens de werking nauwkeurig te kunnen richten, is de magneet zodanig bevestigd dat hij over enkele graden rond de lengterichting van het kristal kan draaien; de draaiing wordt vanaf de kryostaatkap door middel van een tandwieloverbrenging teweeggebracht.

In een supergeleidend circuit als boven beschreven moet grote zorg worden besteed aan de supergeleidende verbindingen. Om twee niobium-zirkoniumdraden te verbinden, worden deze zorgvuldig gereinigd, vast in elkaar gedraaid, met een stuk koperfoelie van 0,08 mm omwikkeld en in een roestvrij stalen klem gemonteerd. Niet-supergeleidende aansluitingen (de leidingen van de uitwendige voeding) kunnen aan de koperfoelie gesoldeerd worden. Voor de verbinding tussen de loodschijf van de fluxpomp en de niobium-zirkoniumdraad van de spoelen gebruikt men niobiumfoelie met een laag niobiumtin als tussenlaag. Deze laag wordt verkregen door de foelie in een inerte atmosfeer in een tinbad te verhitten. De niobium-zirkoniumdraden worden op de niobiumfoelie gepuntlast; een lood-bismutdraad wordt zowel aan de niobium-tinlaag als aan de loodschijf gesoldeerd.

De kryostaat

De kryostaat bevat een dubbel dewarvat van roestvrij staal. Deze is in *fig. 10* afgebeeld, de gemonteerde maser, zoals deze in de kryostaat wordt aangebracht, in *fig. 11*. Bijzonderheden zijn in de onderschriften vermeld, de figuren behoeven niet veel toelichting. Op enkele punten moge echter nog gewezen worden.

Op een bepaalde hoogte is een dik blok koper aan de hals van het heliumvat bevestigd. Dit blok wordt op 77 °K gehouden door een stuk koperplaat, dat tot in de vloeibare stikstof reikt. Op deze hoogte bevindt zich aan de maseropstelling een koperen stralingsscherm, met verende lippen voor warmtecontact met de binnenwand van het dewarvat, waardoor alle onderdelen op deze hoogte op ongeveer 77 °K gehouden worden.

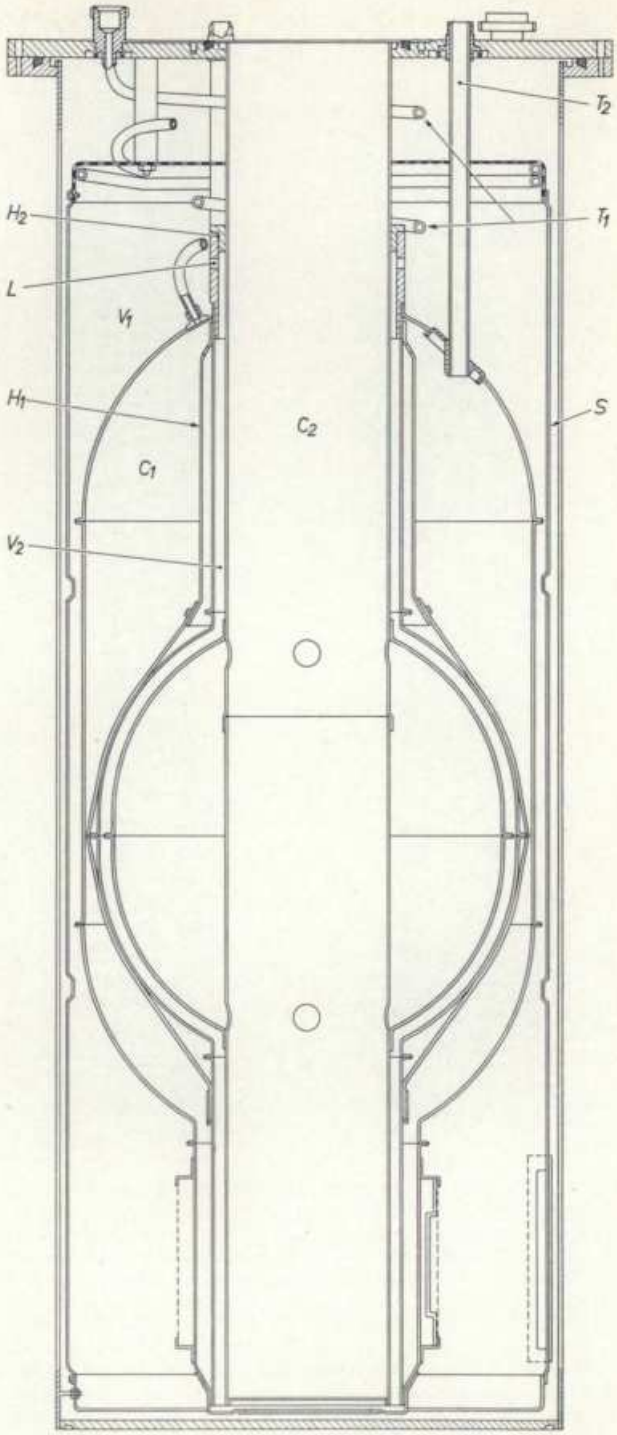


Fig. 10. Doorsnede van de kryostaat. Binnendiameter 11,5 cm, maximumdiameter 28 cm, lengte 95 cm. C_1 vat voor vloeibare stikstof. C_2 vat voor vloeibaar helium. V_1, V_2 vacuümruimten, verbonden door de gaten L in het koperen blok H_2. Dit blok wordt op 77 °K gehouden door een koperen plaat H_1, die tot in de vloeibare stikstof reikt. S stralingsscherm. De bovenkant van S wordt gekoeld door stikstofdamp, die door de buizen T_1 ontwijkt. T_2 vulbuis voor stikstof. De kryostaat kan 17 liter helium en 21 liter stikstof bevatten.

Zoals reeds in de inleiding werd gezegd, is de ingangsgeleider een golfpijp, om de ingangsverliezen en daar-

[6] J. Volger en P. S. Admiraal, Physics Letters **2**, 257-259, 1962. Zie ook: J. Volger, Philips techn. T. **25**, 16-19, 1963 en J. van Suchtelen, J. Volger en D. van Houwelingen, Cryogenics **5**, 256-266, 1965 (no. 5).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

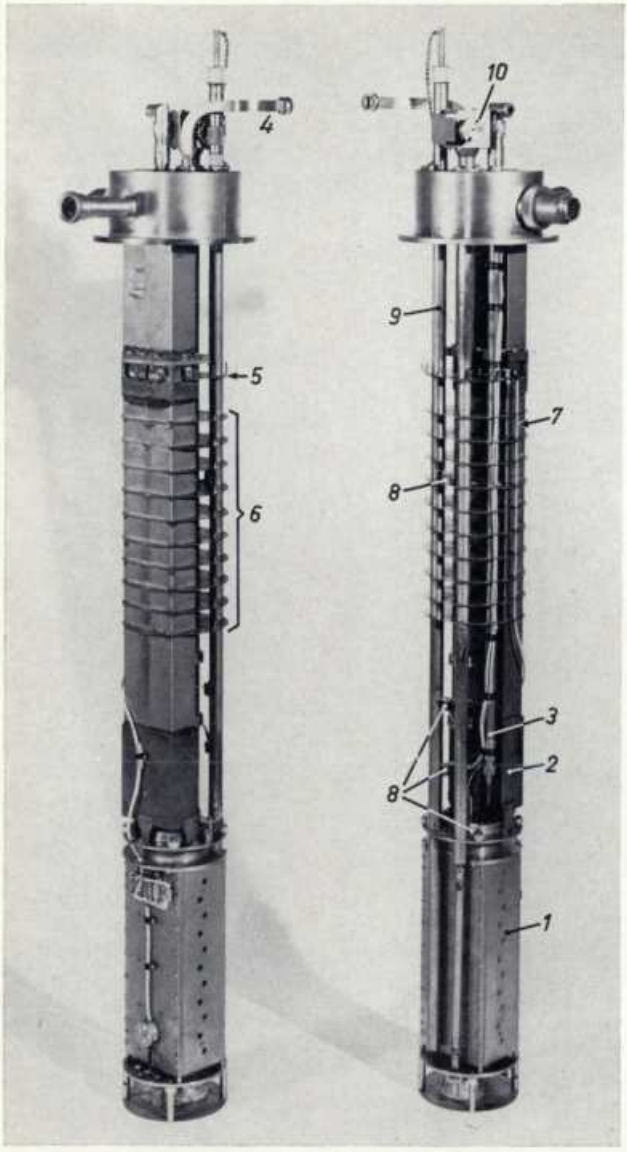


Fig. 11. De gemonteerde masers. *1* masermagneet, die de vertragingsgolfgeleider omgeeft. *2* ingangsgolfpijp. *3* coaxiale uitgangsgeleider. *4* golfpijp voor de pompenergie. Een horizontaal stralingsschermpje wordt op 77 °K gehouden door middel van verende lippen *5* die contact maken met het vaste 77 °K-punt van de kryostaat (H_2 in fig. 10). De koperen afsluitplaten *6* zorgen ervoor dat heliumdamp slechts via een kronkelweg door onregelmatige gaatjes ontwijken kan, zodat er een goede warmte-uitwisseling tussen de koude damp en de invoerleidingen plaatsvindt. De leiding *7* van de uitwendige magneetvoeding, die 6,8 A moet voeren, is van koper; deze wordt ter plaatse van het stralingsscherm *5* op 77 °K gehouden.

Het heliumniveau wordt geïndiceerd door platina weerstandsthermometers *8* [7]. *9* heliumvulbuis. *10* tandwieloverbrenging tussen motor en supergeleidende dynamo.

mee de ruistemperatuur laag te houden. De golfpijp is vervaardigd van roestvrij stalen blik om een overmatige warmtetoevoer naar het vloeibare helium te voorkomen. Het gedeelte boven het 77 °K-punt is aan de binnenzijde met koper bedekt. Een koppelstuk (met staandegolfverhouding 1,1) vormt de overgang van de golfpijp naar de coaxiale leiding aan de ingang van de maser. De uitgangsgeleider naar het boveneinde van de kryostaat is een dunwandige roestvrij stalen coaxiale leiding. De pompenergie wordt via een dunwandige koper-nikkel-golfpijp aan de constructie toegevoerd. Beide golfpijpen en de coaxiale leiding zijn boven aan de kryostaat vacuümdicht afgesloten.

De kryostaat wordt in een cabine geplaatst die aan de antenne is bevestigd. Na de vulling met vloeibare stikstof en helium kan ermee worden gewerkt onder hoeken tot + en −45° met de verticaal. De uiterste standen heeft men als de antenne respectievelijk op de horizon en op het zenit wordt gericht.

Het boveneinde van de kryostaat ziet men in *fig. 12* en de twee complete masers in *fig. 13*.

Verkregen resultaten

Enkele gegevens van de masers zijn:

centrale frequentie van het signaal	3,025 GHz (10 cm)
pompfrequentie	26,4 GHz (1,15 cm)
pompvermogen	120 mW
magneetveld	2800 Oe
magneetveldstroom	6,8 A
werktemperatuur	1,5 °K

Bij toepassing van een getrapt magneetveld voor het maserkristal zijn de volgende resultaten met de twee masers verkregen:

	maser A	maser B
netto-versterking	26,2 dB	28,8 dB
3-dB-bandbreedte	24,5 MHz	23,0 MHz
ruistemperatuur	4,5±3,0 °K	6,0±3,0 °K

De ruistemperatuur is bepaald volgens een bekende methode [8]: na elkaar wordt bij kamertemperatuur en bij 77 °K een aangepaste belasting op de ingang aangesloten, en het verschil in uitgangsruis wordt geregistreerd.

De versterking van de maser kan in hoofdzaak door twee oorzaken fluctueren: door temperatuurvariaties van het heliumbad en door variaties in vermogen en frequentie van de microgolfpomp. Veranderingen in de versterking van de maser zullen ook de faze beïnvloeden. Een andere belangrijke oorzaak van fazeverandering is de variatie van de effectieve diëlektrische constante in de ingangsgolfpijp en de coaxiale uitgangsgeleider wanneer het heliumniveau in deze geleiders daalt.

De fazestabiliteit van één maser hebben we gemeten in een fazebrug. In een periode van 19 uur bleek een geleidelijke fazeverschuiving van 19° op te treden. Van

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

deze verschuiving kon 11° worden toegeschreven aan de verandering van het heliumniveau. Een deel van de resterende fazeverschuiving blijkt veroorzaakt te worden door een geringe daling van de temperatuur van het heliumbad naarmate de hoeveelheid vloeistof in het heliumdewarvat afneemt. Deze temperatuurdaling draagt tot de fazeverschuiving bij doordat de intrinsieke versterking erdoor toeneemt.

De invloed van variaties in de pomp is gering: een verandering van de pompfrequentie van 5 MHz bracht een fazeverschuiving van 1° teweeg; een vermindering van het pompvermogen met 1 dB gaf een fazeverschuiving van 1,2°.

Een tweede experiment hebben we gedaan met één maser in elke tak van de fazebrug. De twee kryostaten werden tot hetzelfde niveau met vloeibaar helium gevuld en voor het verminderen van de druk boven de vloeistof werd een gemeenschappelijke pomp gebruikt. De *differentiële* fazeverschuiving tussen de twee masers — waarop het voor de toepassing in de interferometer aankomt — bedroeg in een periode van 18 uur slechts 5°.

Bij ononderbroken werking is één heliumvulling van de masers voldoende voor ca. 44 uur. Een aanzienlijk deel van de heliumverdamping is te wijten aan de energie van de microgolfpomp. De werkperiode met een heliumvulling kan derhalve verlengd worden door deze pomp over te schakelen op een aangepaste belasting wanneer er niet gemeten wordt. Deze werkwijze is voor de radioastronomische toepassing van de opstelling zeker aangewezen, daar er lange periodes zijn waarin geen meting kan plaatsvinden.

De nuttige werktijd voor een heliumvulling kan nog met globaal 30% worden verlengd door de kryostaat onder verlaagde druk met vloeibaar helium te vullen. Hiertoe zijn speciale kranen geconstrueerd, die het

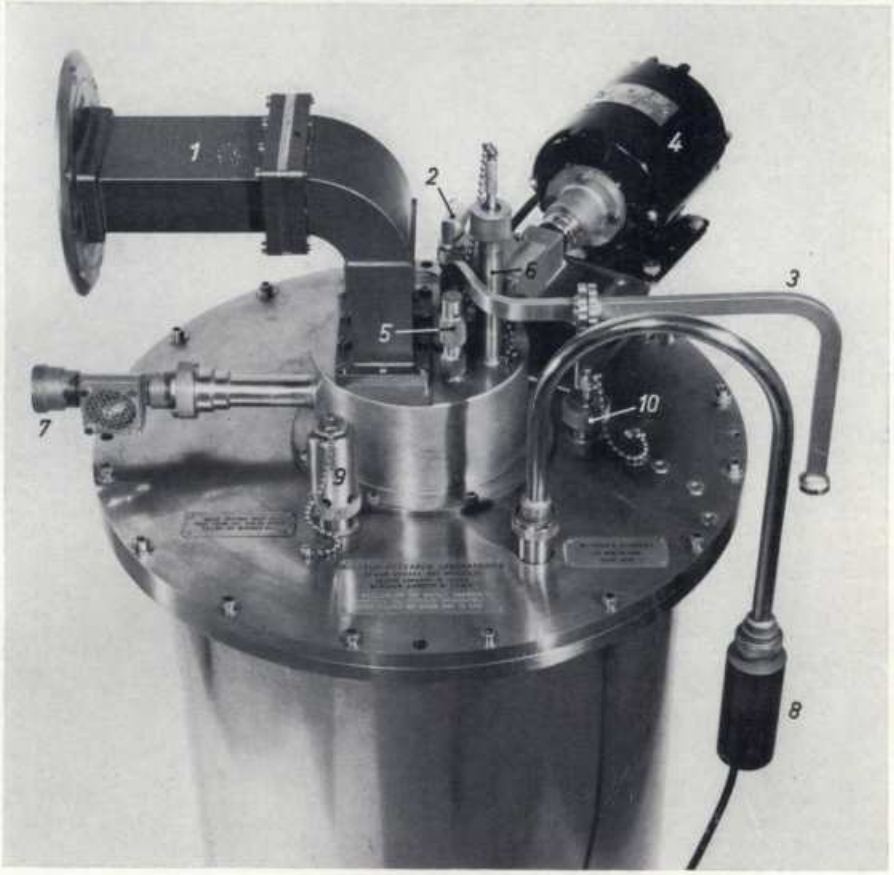


Fig. 12. Boveneinde van de kryostaat. *1* ingangsgolfpijp. *2* coaxiale uitgangsgeleider. *3* golfpijp voor de pompenergie. *4* motor voor het drijven van de supergeleidende dynamo. *5* instelling van de richting van het masermagneetveld. *6* heliumvulbuis. *7* heliumuitlaat. *8* elektrisch verwarmd „bunsenventiel" om binnendringen van water in het stikstofdewarvat te voorkomen. *9* stikstofveiligheidsklep. *10* stikstofvulbuis.

[7] E. L. Hentley, Mullard Research Laboratories Technical Note, jan. 1966.

[8] A. L. McWhorter, J. W. Meyer en P. D. Strum, Noise temperature measurement on a solid state maser, Phys. Rev. **108**, 1642-1644, 1957.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

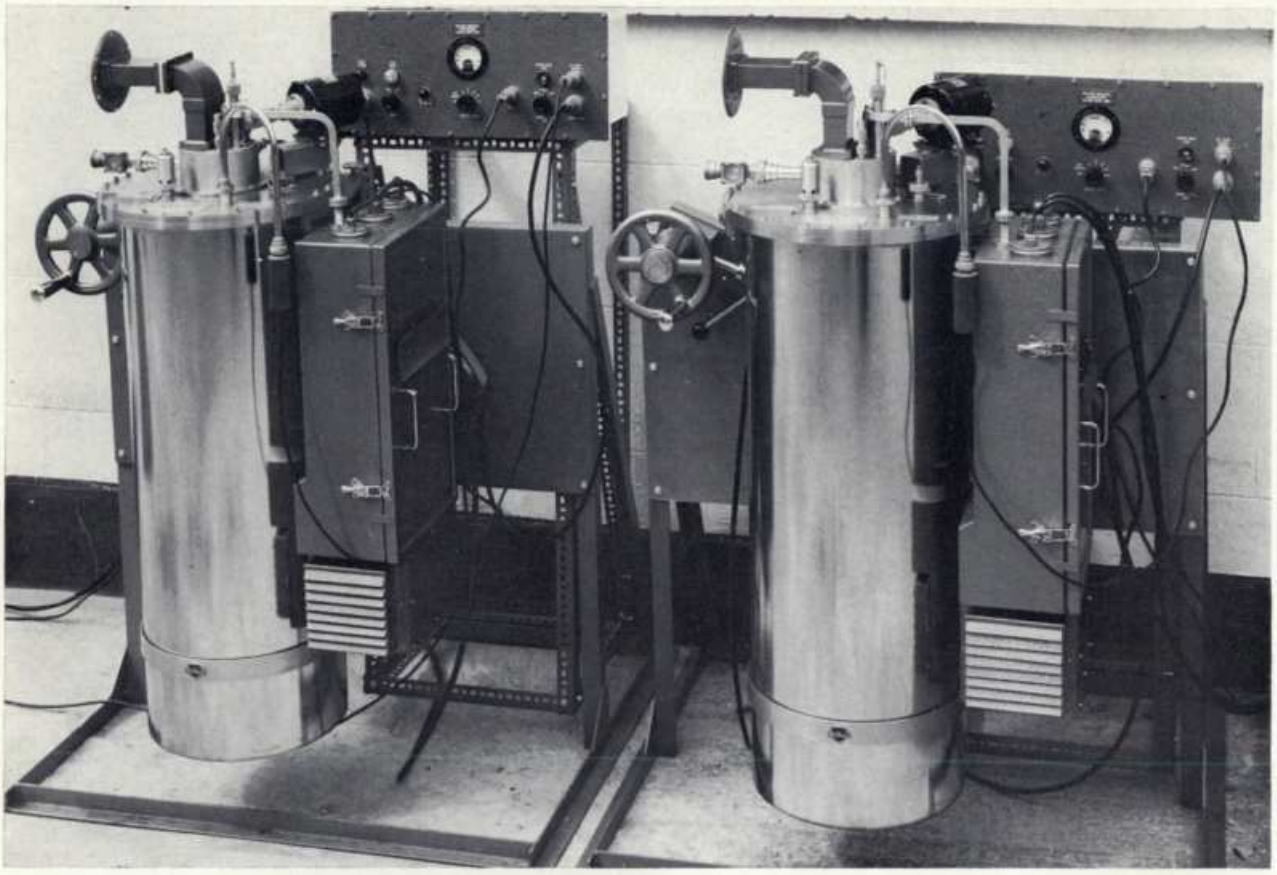


Fig. 13. De beide masers compleet.

mogelijk maken de kryostaat op het voorraadvat aan te sluiten terwijl de druk in beide vaten op enkele torr wordt gehouden.

Het hierboven beschreven werk is gedaan in opdracht van het Britse Ministry of Defence (Navy Department).

Samenvatting. Beschrijving van twee lopendegolfmasers die in de Mullard Research Laboratories te Redhill vervaardigd zijn voor de radioastronomische interferometer te Defford (Engeland). Deze interferometer wordt gebruikt om de positie en de hoekdiameter van radioruisbronnen te bepalen, en wel door de correlatie te meten tussen de door twee grote parabolische antennes ontvangen signalen. Voor een grote gevoeligheid van de ontvangers is een uiterst lage ruistemperatuur vereist; daarom gebruikt men voor de eerste trap van elke ontvanger een maser. Om de correlatie die er tussen de twee ontvangen signalen bestaat nauwkeurig te kunnen meten, moeten de karakteristieken van de twee masers zeer stabiel en onderling gelijk zijn. Een grote stabiliteit werd verkregen door het magneetveld dat het maserkristal (robijn) op de signaal- en op de pompfrequentie afstemt, op te wekken met een supergeleidende magneet; magneet en maser worden als één geheel in een heliumkryostaat ondergebracht. Het magneetveld van elk van de twee masers wordt bijgeregeld met een supergeleidende dynamo, waardoor het mogelijk is de centrale frequenties van de twee masers op afstand aan elkaar gelijk te maken. De beschreven masers werken op 3,025 GHz bij 1,5 °K in een veld van 2800 Oe. De versterking is ca. 27 dB bij een bandbreedte van 24 MHz en de ruistemperatuur ca. 5°K. In 19 uur werd bij één maser een fazeverloop van 19° gemeten, in 18 uur bij de twee masers een differentieel verloop van slechts 5°.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Halfgeleiderdetectors voor ioniserende straling

W. K. Hofker

539.1.074.55

Nadat halfgeleidende schakelingselementen waren gevonden die de functie konden vervullen van radiobuizen en fotocellen — de inmiddels op grote schaal in gebruik gekomen transistors en fotoweerstanden —, is men er de laatste jaren ook in geslaagd halfgeleidende schakelingselementen te ontwikkelen die geschikt zijn voor de detectie van ioniserende straling. Deze detectors hebben uitzonderlijk goede eigenschappen en men kan nu reeds zeggen dat de komst ervan voor de techniek van de stralingsmeting een enorme vooruitgang betekent. Als inleiding voor toekomstige artikelen waarin toepassingen van halfgeleiderdetectors ter sprake komen, vindt men in onderstaand artikel een uiteenzetting omtrent de werking en eigenschappen van deze nieuwe detectors.

Principe en eigenschappen van halfgeleiderdetectors

Sedert ongeveer zes jaar zijn er in instrumenteel opzicht op het gebied van de detectie en energiemeting van geladen deeltjes grote veranderingen gaande, en sedert kort geldt dat ook voor de γ-spectrometrie. De conventionele instrumenten voor energiemeting, zoals ionisatiekamers, proportionele telbuizen en, in wat mindere mate, de scintillatietellers, worden verdrongen door detectors van een geheel ander type, de halfgeleidertellers. Deze detectors (*fig. 1*) paren geringe afmetingen en gemakkelijke interpreteerbaarheid van de uitgangssignalen aan een uitzonderlijk goed scheidend vermogen wat betreft de energie van de gedetecteerde deeltjes of quanta. Vooral deze laatste eigenschap is voor velerlei kernfysisch onderzoek van groot belang. Het gebruik van halfgeleiderdetectors heeft het b.v. mogelijk gemaakt om bepaalde desintegratieprocessen waarvan de details voorheen slechts op theoretische gronden konden worden ondersteld, ook experimenteel te analyseren. Ook voor bepaalde onderzoekingen die meer op de praktijk gericht zijn, zoals metingen aan processen met behulp van radioactieve indicatoren, chemische analyses door middel van activering, reactoronderzoek enz., is het dikwijls van belang de deeltjes- of quantumenergie zeer nauwkeurig te kunnen meten.

In hoofdlijnen moet men een halfgeleiderdetector beschouwen als een ionisatiekamer waarin het gas vervangen is door een vaste stof: er is een halfgeleidend schijfje waarop aan weerszijden een elektrode is aangebracht. In de halfgeleider veroorzaakt een invallend deeltje of quantum, evenals in een gas, een zekere ionisatielading, die in een uitwendige keten aanleiding geeft tot een stroomstoot; over een in die keten opgenomen weerstand treedt er dientengevolge een spanningsimpuls op (*fig. 2*). De grote attractie van het gebruik van een vaste stof als detectiemedium is het zeer veel hogere absorberend vermogen, zodat ook snelle β-deeltjes in een betrekkelijk dunne laag doodlopen en hun energie dus met een instrument van geringe omvang gemeten kan worden. Een bijkomend maar uiterst belangrijk voordeel is dat een halfgeleiderteller

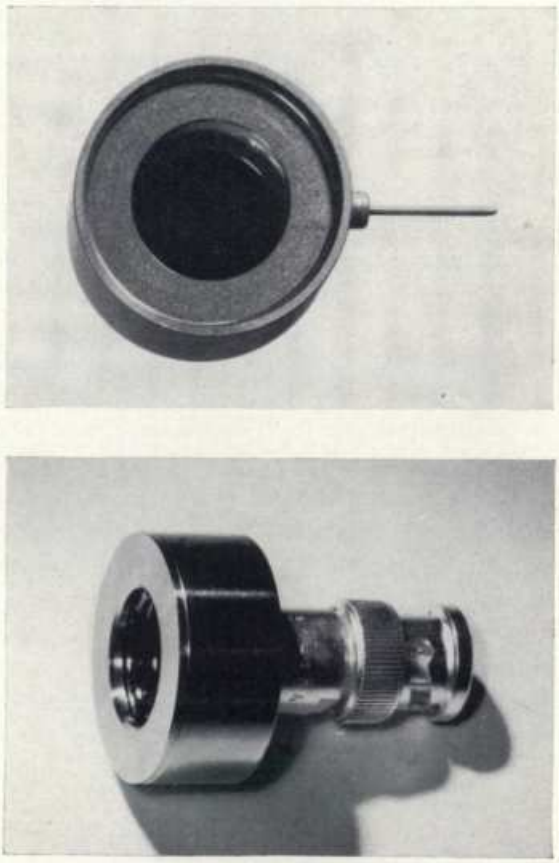


Fig. 1. Twee typen van experimentele halfgeleiderdetectors. Het uiterlijk ervan wordt in hoofdzaak bepaald door de vatting (uitwendige diameter ca. 3 cm), zodat voor het oog de verschillen gering zijn. Het venster heeft een oppervlakte van 2 à 3 cm². Op de onderste foto een teller voor α-deeltjes.

Ir. W. K. Hofker, medewerker van Philips' Natuurkundig Laboratorium, afdeling Amsterdam.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

aanmerkelijk sneller kan zijn dan een met gas gevulde ionisatiekamer. Uiteraard kan men als detectiemedium slechts een vaste stof gebruiken waarin de dragers van de ionisatieladingen — elektronen en gaten — zich onder invloed van een elektrisch veld gemakkelijk kunnen bewegen en waarin ze niet, door de aanwezigheid van onzuiverheden of andere kristalimperfecties, ontijdig verloren gaan.

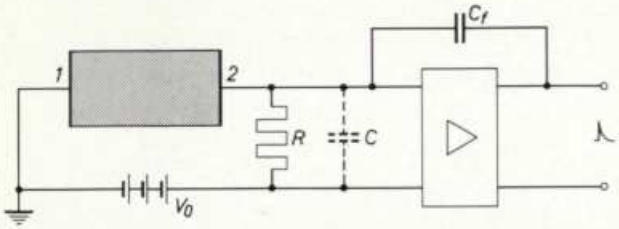


Fig. 2. Schematische voorstelling en schakeling van een halfgeleiderdetector. Het detectiemedium (geschaduwd) bevindt zich tussen de elektrodes *1* en *2*, waarop een spanning V_0 is aangesloten. Een invallend stralingsquantum of geladen deeltje maakt in het detectiemedium een aantal paren ladingdragers vrij. Onder invloed van het elektrische veld bewegen de ladingdragers zich naar de elektrodes en daarbij ontstaat er over R een spanning.
Door capacitieve terugkoppeling van de versterker (met condensator C_t) wordt de invloed van variaties van V_0 vrijwel geëlimineerd.

De eerste indicatie dat een vaste stof als ionisatiemedium kan fungeren, werd reeds in 1913 gevonden door Röntgen en Joffé [1]. Zij constateerden dat een isolerend kristal een zeker geleidingsvermogen krijgt wanneer dit kristal bij een radioactieve bron wordt gebracht. Het was met de toenmalige elektrische apparatuur echter niet mogelijk de deeltjes afzonderlijk te tellen.

De eerste vastestofteller waarmee deeltjes wel afzonderlijk gedetecteerd konden worden en waarmee men hun energie kon meten, werd pas beschreven in 1945, door Van Heerden [2]. Hij gebruikte als ionisatiemedium een zilverchloridekristal dat zich op de temperatuur van vloeibare lucht bevond. Het scheidend vermogen was nog vrij slecht.

De grote vooruitgang die de laatste jaren geboekt is wat dit betreft, is voor een goed deel te danken aan het feit dat we thans, door het intensieve halfgeleiderondersoek van de laatste decennia, over methodes beschikken om monokristallen van silicium en germanium te maken die uiterst zuiver zijn en een zeer hoge graad van kristalperfectie bezitten. Uitgaande van deze materialen kan men sedert kort, deels met technieken die ontleend zijn aan de fabricage van diodes en transistors, deels met nieuwe methodes, vastestofdetectors maken die aan hoge eisen voldoen.

De voornaamste eigenschappen

De impulsspectra die men met een halfgeleiderteller verkrijgt, zijn zeer eenvoudig te interpreteren doordat de hoogte van de impulsen evenredig is met de energie van het gedetecteerde deeltje, terwijl bovendien de evenredigheidsfactor voor alle soorten deeltjes — uitgezonderd zeer zware, zoals splijtingsprodukten — dezelfde is.

De stijgtijd van de impulsen, d.i. de tijd waarin de ionisatielading geproduceerd wordt plus de tijd waarin deze zich naar de elektrodes beweegt, kan zeer kort zijn: onder bepaalde omstandigheden slechts 10^{-8} s, in het ongunstigste geval nog altijd minder dan 10^{-5} s. Daar deze tijd in hoofdzaak bepaalt welk aantal per seconde invallende deeltjes de teller kan verwerken, voldoen de halfgeleidertellers dus wat dit betreft aan hoge eisen. Ook is de geringe stijgtijd van belang voor onderzoek van coïncidente verschijnselen: naarmate de stijgtijd korter is, beschikt men over een nauwkeuriger tijdsbepaling en zal het aantal gevallen waarin twee snel op elkaar volgende verschijnselen abusievelijk voor coïncident worden aangezien, geringer zijn.

Zoals bij alle ionisatiekamers wordt het energetisch scheidend vermogen bepaald 1) door de elektrische ruis van de detector en de versterkapparatuur, en 2) door de statistische fluctuaties in het ionisatieproces. Beide invloeden zijn relatief geringer in die tellers waarin door deeltjes van een bepaalde soort en energie in de detector een sterkere ionisatie teweeggebracht wordt,

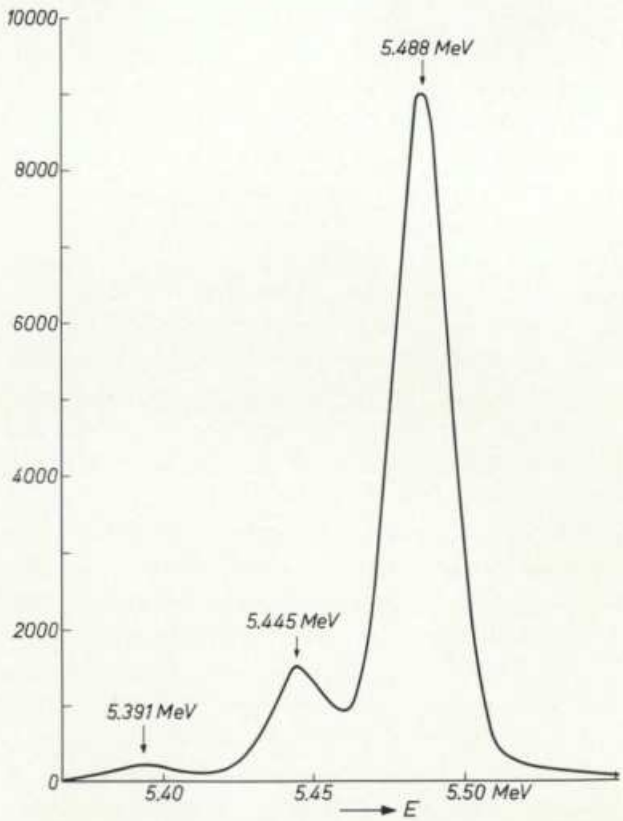


Fig. 3*a*. Het α-spectrum van ^{241}Am opgenomen met een siliciumdetector voor α-deeltjes. Horizontaal de deeltjesenergie E, verticaal het aantal impulsen per energie-interval van 0,25 keV. De breedte van de sterkste lijn is op halve hoogte ca. 20 keV. Hoewel de lijnen een energieverschil van slechts 40 à 50 keV hebben (minder dan 1 % van de deeltjesenergie), zijn ze gemakkelijk van elkaar te onderscheiden.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

d.w.z. waarin de energie die gemiddeld nodig is voor het vrijmaken van één paar ladingdragers, geringer is. Halfgeleidertellers danken hun uitzonderlijk goede scheidend vermogen voornamelijk aan het feit dat de gemiddelde ionisatie-energie van silicium en germanium zeer klein is (3,6 resp. 2,9 eV, tegen ca. 30 eV voor argon). Voor röntgen- en gamma-straling is het scheidend vermogen van de detector zèlf zo goed dat de meest ruisarme versterkers die thans geconstrueerd kunnen worden, niet of nauwelijks goed genoeg zijn om er het volle profijt van te trekken. Wel moeten sommige soorten halfgeleiderdetectors, ter beperking van de ruisbijdrage van de nulstroom, gekoeld worden, b.v. tot de temperatuur van vloeibare stikstof (77 °K). In *fig. 3 a* en *b* vindt men resp. een α- en een γ-spectrum opgenomen, met halfgeleidertellers, en in fig. 3*b*, er vergelijking, ook een met een scintillatieteller op-

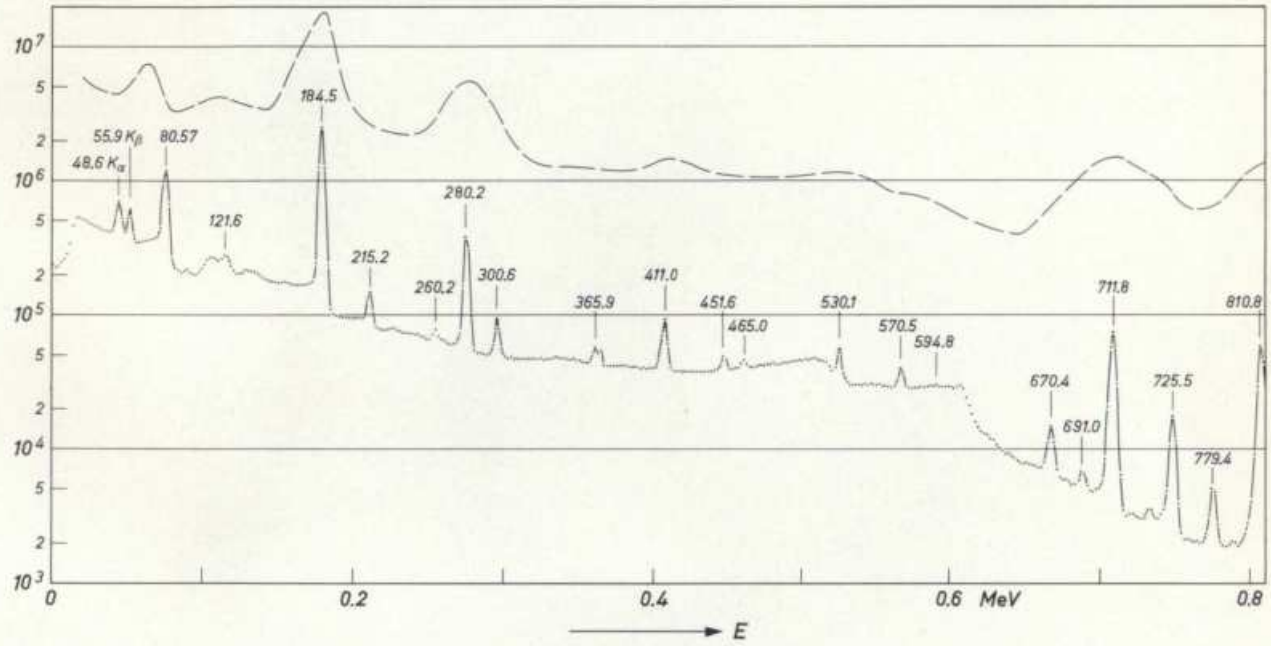


Fig. 3*b*. Deel van het γ-spectrum van ^{166m}Ho, opgenomen met een germaniumdetector. Iedere stip geeft het aantal impulsen in een energie-interval van 2 keV. Er valt een zeer groot aantal afzonderlijke lijnen te onderscheiden; van de meeste daarvan is de quantumenergie apart vermeld. De streeplijn geeft het spectrum weer dat men vindt met een scintillatieteller. (Ter wille van de duidelijkheid is dat ca. twee decaden te hoog getekend.)

genomen γ-spectrum van dezelfde radioactieve stof.

De uitvoering van een halfgeleiderdetector kan men in hoge mate aanpassen aan de aard en energie van de te detecteren deeltjes en aan het doel waarvoor men ze gebruiken wil. Zo zijn er detectors voor α-deeltjes, voor harde γ-straling, voor röntgenstraling enz.

Verder is het niet noodzakelijk om aan iedere zijde van het halfgeleidende schijfje één elektrode aan te brengen, maar het is mogelijk ieder ervan te vervangen door een reeks afzonderlijke stroken. Kiest men de richting van de stroken aan de ene kant loodrecht op die aan de andere kant, dan is de detector verdeeld in een groot aantal subdetectors, zodat men met goede precisie de plaats kan bepalen waar een deeltje binnentrad [3] (dambordteller, *fig. 4*). Deze mogelijkheid is zowel van belang voor de kernfysica als voor diverse takken van kerntechniek.

Een voor sommige typen van onderzoek gunstige eigenschap is dat men halfgeleiderdetectors ook zo dun kan maken dat de deeltjes er doorheen kunnen gaan zonder veel energie te verliezen. Men meet dan niet de energie van het deeltje maar het energieverlies per eenheid van weglengte. Deze grootheid is van belang wanneer men de identiteit van een onbekend deeltje wenst vast te stellen.

Als laatste belangrijke eigenschap noemen we het feit dat bij toepassing van een geschikte schakeling variaties in de voedingsspanning vrijwel geen invloed hebben op het uitgangssignaal; dit in tegenstelling met de scintilatieteller en de proportionele telbuis, die een zeer goed gestabiliseerde voeding nodig hebben.

In de volgende delen van dit artikel vindt men eerst iets over de processen die zich in het detectiemedium afspelen, vervolgens een korte beschouwing over de voornaamste effecten die het scheidend vermogen bepalen en een bespreking van de eigenschappen van diverse detectorconfiguraties. Tot slot worden de eigenschappen van halfgeleidertellers vergeleken met die van proportionele telbuizen en scintillatietellers.

[1] W. C. Röntgen en A. Joffé, Ann. Physik **41**, 449, 1913 en **64**, 1, 1921.
[2] P. J. van Heerden, The crystal counter, diss. Utrecht 1945. Zie ook P. J. van Heerden, Physica **16**, 505, 1950 en P. J. van Heerden en J. M. W. Milatz, Physica **16**, 517, 1950.
[3] Dit type teller is ontwikkeld in samenwerking met een groep fysici van het Instituut voor Kernfysisch Onderzoek (I.K.O.) te Amsterdam.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Het ionisatieproces in een halfgeleider

Wanneer een energierijk geladen deeltje of een stralingsquantum zich door een medium voortbeweegt, dissipeert het daarin energie. Hierbij worden atomen van het medium geïoniseerd. We willen in dit hoofdstuk nader bezien hoe dit precies in zijn werk gaat, in het bijzonder in halfgeleiders, en plausibel maken dat in een gegeven stof de gemiddeld voor één ionisatie vereiste energie w in eerste instantie onafhankelijk is van de aard van de straling en van de energie van de deeltjes (quanta).

Een geladen *zwaar* deeltje (proton, α-deeltje) verliest zijn energie voor het grootste deel door botsingen met elektronen en voor een klein deel door botsingen met atoomkernen. De energie die bij een botsing aan een elektron wordt overgedragen, is ten gevolge van de verhouding der massa's altijd betrekkelijk gering — zo kan een α-deeltje van 6 MeV aan een stilstaand elektron ten hoogste slechts 3 keV overdragen —, maar meestal toch meer dan voldoende om het elektron los te maken van het atoom. Dit is de zg. primaire ionisatie. Een veel groter deel van de uiteindelijke ionisatielading ontstaat echter door de secundaire ionisatie. Deze wordt in hoofdzaak teweeggebracht door de bij de primaire ionisatie vrijgemaakte elektronen. Daarnaast komen er een aantal elektronen vrij door het Auger-effect: wanneer bij de primaire ionisatie een elektron uit een dieper gelegen schil is vrijgemaakt en een elektron uit een perifere schil neemt zijn plaats in, dan wordt de vrijkomende energie niet altijd uitgezonden

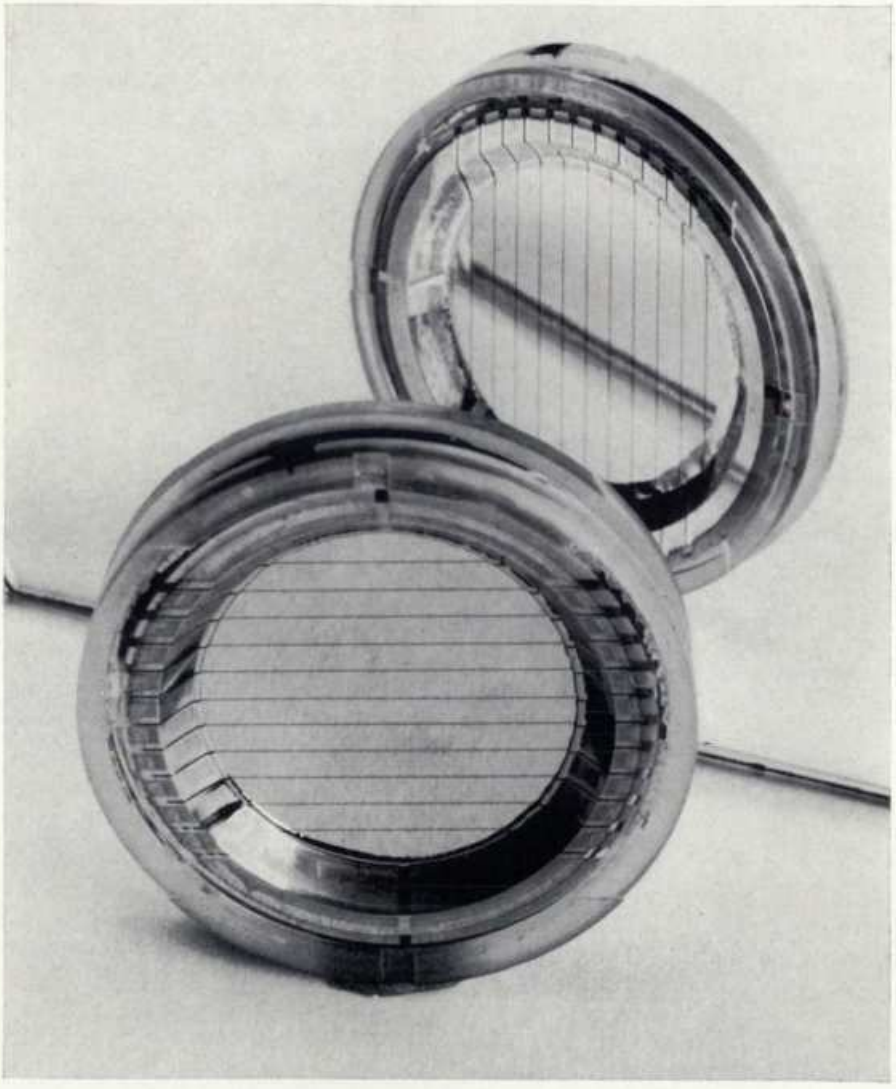


Fig. 4. Halfgeleiderdetector voor het meten van richtingsverdelingen („dambordteller"). Deze detector heeft aan iedere kant een reeks elektrodes in de vorm van stroken. De richting van de elektrodes van de voorkant staat loodrecht op die van de achterkant (zie spiegelbeeld; de dwarsstreep daarin is de tweemaal gespiegelde onderrand van de spiegel).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info
11/14/2023

in de vorm van een stralingsquantum, maar soms komt deze ten goede aan een ander elektron, dat daarbij het atoom verlaat. Veronderstelt men, schematiserend, dat de primaire en secundaire ionisatie na elkaar plaatsvinden, dan kan de na ieder van beide fazen in een halfgeleider optredende situatie in een bandenschema worden weergegeven op de wijze van *fig. 5*.

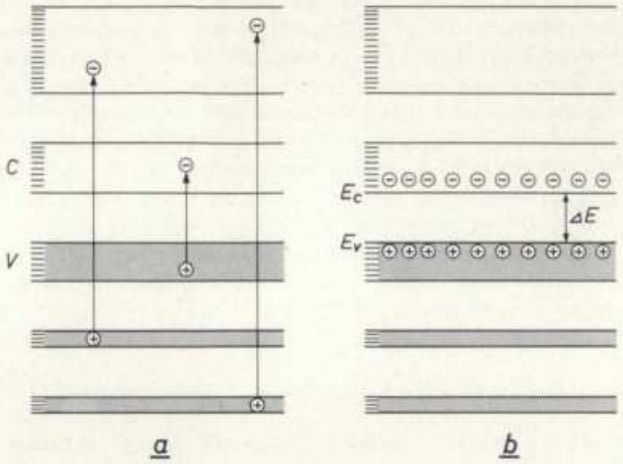


Fig. 5. *a*) Direct na het invallen van een quantum of deeltje bevinden de vrijgemaakte ladingdragers zich niet alleen in de geleidings- en de valentieband (*C* resp. *V*), maar er zijn ook elektronen in hoger en gaten in lager gelegen banden. *b*) Na korte tijd bevinden alle elektronen zich in de laagste niveaus van de geleidingsband (ondergrens E_c) en de gaten zich in de hoogste van de valentieband (bovengrens E_v) en is er een groot aantal secundaire elektronen en gaten vrijgemaakt. Het verschil $E_c - E_v$ is de bandafstand ΔE.

Ionisatie door γ-deeltjes of versnelde elektronen verloopt in principe op dezelfde wijze. Door de gelijkheid van de massa's kan echter bij één botsing een veel groter deel van de energie (tot 100% toe) aan een stilstaand elektron worden overgedragen.

Bij zeer hoge snelheid verliest een geladen deeltje zijn energie ook gedeeltelijk doordat elektromagnetische straling wordt uitgezonden. De sterkte daarvan is evenredig met het kwadraat van het atoomnummer van het medium. Voor elektronen in germanium speelt dit effect pas een rol als de deeltjesenergie groter dan 10 MeV is. Voor zware deeltjes kan men het geheel verwaarlozen, daar wordt het eerst merkbaar in het GeV-gebied.

Door de relatief hoge dichtheid van vaste stoffen is de dracht van deeltjesstraling daarin zeer veel kleiner dan in gassen. Zo is de dracht van β-deeltjes van 1 MeV in silicium 2 mm, tegen 3,75 meter in lucht; de dracht van α-deeltjes van 10 MeV — de energierijkste van alle die door de thans bekende nuclides worden uitgezonden — is in silicium slechts ca. 70 μm. Vooral bij α-detectors kan men dus met een dunne schijf van het detectiemedium volstaan.

De ionisatie door gamma- of röntgenstraling wijkt in zoverre af van die door geladen deeltjes, dat hier de primaire ionisatie teweeggebracht kan worden door drie verschillende effecten: het foto-elektrisch effect, het Compton-effect en de paarvorming. Bij het foto-elektrisch effect komt de quantumenergie E in zijn geheel ten goede aan een vrijgemaakt elektron, bij de paarvorming worden er een elektron en een positon (positief geladen elektron) gecreëerd die samen de energie $E - 1{,}02$ MeV krijgen; bij het Compton-effect wordt een variabel deel van de quantumenergie aan het elektron afgegeven. De waarschijnlijkheid voor het optreden van deze processen is een functie van E en van het atoomnummer Z van het ionisatiemedium. Zo is de kans op het foto-elektrisch effect evenredig met $Z^5E^{-3,5}$. Deze kans neemt dus sterk toe met toenemende Z en sterk af met toenemende E. De kans op paarvorming is evenredig met Z^2 en neemt enigszins toe met toenemende E, aanvankelijk evenredig met $E - 1{,}02$ MeV, bij grotere E zwakker. Wegens het toenemen van beide effecten met toenemende Z, is voor een γ-detector het relatief zware germanium ($Z = 32$) te prefereren boven silicium ($Z = 14$). Gammastraling dringt dieper in de stof door dan deeltjesstraling van dezelfde energie. Voor energiemeting aan γ-quanta van 1 MeV moet de halfgeleidende laag enige millimeters dik zijn.

Verband tussen ionisatielading en energie

In een vrij groot energiegebied is de ionisatielading binnen de meetnauwkeurigheid evenredig met de energie van de deeltjes (quanta) en onafhankelijk van de aard van de straling. Laatstgenoemde onafhankelijkheid is nu begrijpelijk wanneer men overweegt dat bij γ-quanta en β-deeltjes de ionisatie geheel, en bij zware deeltjes voor een zeer grote fractie, wordt veroorzaakt door elektronen.

De gemiddeld voor één ionisatie vereiste energie w is in vaste detectiemedia, zoals gezegd, veel geringer dan in gassen, maar wel aanzienlijk groter dan de bandafstand ΔE. Voor germanium is $w = 2{,}9$ eV, tegen $\Delta E = 0{,}65$ eV; voor silicium is $w = 3{,}6$ eV, tegen $\Delta E = 1{,}1$ eV. Het optreden van deze ongelijkheid is een gevolg ervan dat 1) een deel van de energie der vrijgemaakte elektronen ten goede komt aan roostertrillingen en dat 2) elektronen waarvan de energie is afgenomen tot beneden ΔE, geen ionisaties meer teweeg kunnen brengen, zodat deze restenergie voor het ionisatieproces verloren gaat. In ieder geval zal dus $w > \Delta E$ zijn.

Bij zware deeltjes is theoretisch in het verband tussen E en de ionisatielading een zekere afwijking van de lineariteit te verwachten, aangezien deze deeltjes al niet meer kunnen ioniseren wanneer E gedaald is tot een waarde die ver boven ΔE ligt. Voor α-deeltjes in silicium bedraagt deze drempelwaarde ca. 1 keV. Dat is welis-

Digitized in Heiloo the Netherlands
Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

waar een hoog veelvoud van ΔE, maar anderzijds toch een zo kleine fractie van de normaal optredende beginwaarden van E, dat men de afwijking in de experimentele resultaten niet kan vinden. Is het ionisatiemedium een gas, dan is de genoemde drempelwaarde zeer veel hoger en vindt men bij zware deeltjes van niet al te hoge energie wel een duidelijke afwijking [4].

Van ionisatielading tot impuls

Thans willen we nagaan wat er gebeurt wanneer de ionisatielading zich onder invloed van het heersende veld naar de elektrodes beweegt; dit bepaalt de vorm van de impuls die men bij het detecteren van een deeltje in de uitwendige keten waarneemt. We zullen daarbij eerst onderstellen dat er van de ionisatielading onderweg niets verloren gaat, dat het detectiemedium een grote bandafstand heeft (zodat er van nature in het detectiemedium vrijwel geen vrije ladingdragers zijn), en dat er vanuit de elektrodes geen ladingdragers in kunnen binnendringen.

Bij iedere ionisatie ontstaat een *tweetal* ladingdragers van tegengesteld teken. Zodra onder invloed van het heersende elektrische veld (aangelegde spanning V_0) de vrijgemaakte positieve en negatieve ladingdragers (ieder met gezamenlijke lading Q_i) zich uiteenbewegen, ontstaat er op ieder van de beide elektrodes *1* en *2* (fig. 2) een influentielading. Hebben de beide soorten ladingdragers zich van elkaar verwijderd over een afstand waarover het potentiaalverval ΔV bedraagt, dan is er [5] een influentielading ter grootte $Q_i \Delta V/V_0$. Over de weerstand R (fig. 2) staat op dat ogenblik de spanning (Q_i/C) $(\Delta V/V_0)$, waarin C de capaciteit van de elektrode *2* ten opzichte van aarde is. Indien nu de tijdconstante RC groot is ten opzichte van de tijd waarin de ionisatielading op de elektrodes verzameld wordt, dan is de eindwaarde van de spanning over R — de hoogte van de spanningsimpuls dus — gelijk aan Q_i/C, dus evenredig met Q_i en onafhankelijk van V_0. (Is de verzameltijd *niet* klein ten opzichte van RC, dan is er evenzeer evenredigheid met Q_i, maar de eindwaarde is lager dan Q_i/C en niet meer onafhankelijk van V_0.)

Uiteraard is het bovenstaande beeld van een halfgeleiderdetector te schematisch: altijd zal er uit de elektrodes een zeker aantal ladingdragers het detectiemedium binnentreden en ook zonder dat is er in het detectiemedium van nature een zeker aantal vrije ladingdragers.

In tellers voor deeltjes- en gammaspectrometrie, tellers dus die een zeer hoog energetisch scheidend vermogen moeten hebben, moet men deze effecten zoveel mogelijk proberen te onderdrukken. Voor tellers daarentegen waarmee men alleen de gemiddelde sterkte van een stroom deeltjes (quanta) wil meten, zoals b.v. dosimetrietellers, kan het voordelen hebben als er uit de elektrodes gemakkelijk ladingdragers kunnen toestromen (zg. naleverend contact); de gevoeligheid kan daar nl. door vergroot worden [6]. De tellers met naleverende contacten noemt men geleidingstellers, de andere worden aangeduid met de naam keerlaagtellers. In het volgende zullen we, tenzij anders vermeld is, steeds veronderstellen met keerlaagtellers te doen te hebben.

Een complicatie kan voortkomen uit het effect dat de wolken van positieve en negatieve ladingdragers, zodra ze door het elektrische veld gescheiden zijn, in principe geneutraliseerd worden door ladingdragers van tegengesteld teken die uit de omgeving en uit de elektrodes toevloeien. Deze neutralisering verloopt exponentieel met de tijd. De tijdconstante τ_{rel}, de diëlektrische relaxatietijd, is gelijk aan ε/σ; hierin is ε de diëlektrische constante en σ het soortelijk geleidingsvermogen van de stof. De zojuist gegeven behandeling van het verzamelen van de lading geldt, strikt genomen, alleen voor $\tau_{rel} = \infty$. In detectors waarin van nature vrijwel geen ladingdragers aanwezig zijn en waar ook de contacten die niet kunnen afgeven, kan het neutralisatie-effect vrijwel geen rol spelen.

Levensduur van de ladingdragers en impulshoogte

Hierboven is verondersteld dat alle door de invallende straling vrijgemaakte ladingdragers inderdaad de elektrodes bereiken. In werkelijkheid zal een aantal ervan dat niet doen, maar onderweg in een vangplaats terechtkomen en vervolgens zelfs misschien recombineren. Het is duidelijk dat de kans daarop geringer zal zijn naarmate de tijd dat een ladingdrager onderweg is — maximaal dus de oversteektijd —, kleiner is ten opzichte van zijn gemiddelde levensduur τ. Men kan afleiden dat voor een groep ladingdragers die de gehele afstand d tussen de elektrodes moeten afleggen, de fractie $[1 - \{1 - \exp(-d/\mu\tau F)\}\, \mu\tau F/d]$ verloren gaat. In deze uitdrukking is F de elektrische veldsterkte — het veld is homogeen verondersteld — en μ de beweeglijkheid van de ladingdragers. Bij gegeven d en F is het produkt $\mu\tau$ dus bepalend voor de grootte van het verlies. Hierbij moet bedacht worden dat $\mu\tau$ in het algemeen voor gaten en elektronen niet dezelfde waarde heeft. Het grootste signaalverlies treedt dus op wanneer het te detecteren deeltje op een zodanige plaats invalt dat de ladingdragers met de kleinste $\mu\tau$-waarde het gehele kristal moeten doorlopen.

Daar het signaalverlies afhangt van de plaats van inval, zijn niet alle impulsen die afkomstig zijn van deeltjes met gelijke E, even hoog. Voor een goed energetisch scheidend vermogen moet men er dus voor zorgen dat het signaalverlies relatief klein is. Uit de zojuist gegeven formule volgt dat men er daartoe voor moet zorgen dat $\mu\tau F$ groot is ten opzichte van d, ofwel dat d/F klein moet zijn ten opzichte van $\mu\tau$. (Als hieraan voldaan is, wordt de uitdrukking voor het relatieve verlies zeer goed benaderd door $d/2\mu\tau F$.)

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Herleidt men genoemde eis tot $d/\mu F \ll \tau$, dan blijkt direct de relatie met de kwalitatieve overweging waarmee we begonnen: daar de snelheid van een ladingdrager μF is, is $d/\mu F$ de oversteektijd, en derhalve, als men voor μ die van de langzaamste ladingdragers kiest, de maximale waarde $t_{e\,max}$ van de verzameltijd. De voorwaarde voor relatief klein signaalverlies is eenvoudig $t_{e\,max} \ll \tau$.

De stijgtijd van de impulsen

Wil men een zeer goed scheidend vermogen in de tijd hebben en wil men dat de teller een hoge impulsdichtheid kan verwerken zonder ernstige beïnvloeding van de impulshoogte door superpositie van impulsen, dan moet men uiteraard impulsen trachten te verkrijgen die zo kort mogelijk zijn. Wat dit betreft, is de daaltijd het gemakkelijkst; deze kan zeer goed elektronisch verkort worden, b.v. door differentiëren. De stijgtijd daarentegen wordt geheel bepaald door een van de processen die zich in de detector zelf afspelen, het verzamelen van de lading; het ionisatieproces verloopt gewoonlijk veel sneller. Hierboven hebben we gezien dat de verzameltijd maximaal $d/\mu F$ bedraagt, ofwel $d^2/\mu V_0$. Al naar de bouw van de detector vindt men waarden die tussen 10^{-5} en 10^{-8} s liggen. Daarentegen is de duur van het primaire ionisatieproces — daaronder verstaan we de tijd die verloopt tussen het binnentreden van het deeltje en het ogenblik waarop het niet meer ioniseert — voor een α-deeltje van 5 MeV in silicium b.v. slechts $2{,}5 \times 10^{-12}$ s, en de duur van het secundaire ionisatieproces, welke op analoge manier te definiëren valt, is van dezelfde orde van grootte.

Voor het verkrijgen van een korte stijgtijd moet aan de maximale verzameltijd $t_{e\,max}$ dus een soortgelijke eis gesteld worden als voor het verkrijgen van een gering signaalverlies, met dien verstande dat $t_{e\,max}$ hier niet relatief maar absoluut klein moet zijn. Dit is het geval als d klein is en μ en V_0 groot zijn. In verband met dit laatste is het wenselijk dat de spanning waarbij de teller doorslaat, zo hoog mogelijk is.

In het bovenstaande hebben we stilzwijgend aangenomen dat de ionisatieladingen niet zo groot zijn dat ze het veldverloop in het detectiemedium in belangrijke mate door polarisatie kunnen beïnvloeden. Bij zware deeltjes, die een zeer dichte ladingswolk produceren, kan dat echter wel het geval zijn (*fig. 6*). In het inwendige van de wolk is de veldsterkte F dan aanvankelijk zeer klein, en krijgt pas een redelijke waarde als de ladingswolk door ambipolaire diffusie van de ladingdragers — dwars op de veldrichting — en door afvloeien van de perifere ladingdragers aanzienlijk ijler is geworden.

Het is duidelijk dat in zo'n geval het verzamelen van de ionisatielading minder snel gaat. Wij hebben berekend dat bij een α-deeltje van 5 MeV dat dwars op de veldrichting invalt, bij een veldsterkte van 1000 V/cm een verlenging van t_e kan optreden van ten hoogste 0,3 μs. Meestal echter is de verlenging veel geringer; het effect is dus niet al te erg.

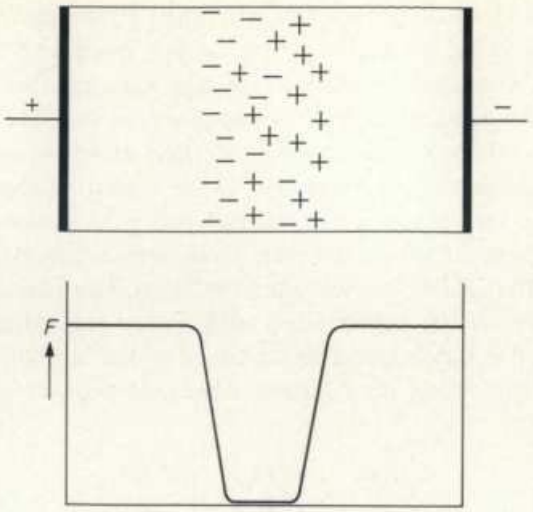


Fig. 6. Als de ladingswolk uiterst dicht is, zoals bij zeer zware deeltjes, treedt polarisatie op zodra de negatieve en positieve ladingdragers zich uiteenbewegen. In het inwendige van de ladingswolk is de veldsterkte F dan nagenoeg nul; zie het onderaan geschetste veldverloop.

Uit het bovenstaande mag niet afgeleid worden dat het met de vertraging gepaard gaande ladingsverlies door recombinatie eveneens onbetekenend is. In een dichte ladingswolk — een gebied dus waar de concentraties van beide soorten ladingdragers zeer hoog zijn — is in Si en Ge de recombinatiewaarschijnlijkheid veel groter, en τ dus veel kleiner, dan in een ijle wolk. Het recombinatieverlies is daardoor bij zware deeltjes toch al groter dan bij lichte, en een verlenging van de verzameltijd telt hier dus vrij zwaar. Daar de grootte van het recombinatieverlies van geval tot geval zal verschillen, is het polarisatie-effect nadelig voor het scheidend vermogen. Dit is een van de oorzaken ervan dat het scheidend vermogen voor α-deeltjes minder goed is dan voor β-deeltjes van dezelfde energie.

Het energetisch scheidend vermogen

In het vorige hoofdstuk werd reeds aangestipt dat het scheidend vermogen o.a. beperkt wordt doordat de verzamelde lading, en dus ook de hoogte van de uitgangsimpuls, enigszins afhangt van de plaats waar het deeltje invalt. In dit hoofdstuk willen we nog twee andere oorzaken van fluctuaties in de impulshoogte bespreken, nl. die welke in de detector zelf optreden en bovendien rechtstreeks afhangen van de configuratie van de detector (dimensies, aard van de contacten) alsmede van de aard van het detectiemateriaal [7]. Deze twee zijn: 1) fluctuaties in de ionisatielading, en 2) fluctuaties in de nulstroom die door de teller vloeit (de „donkerstroom").

[4] Zie het artikel van H. W. Fulbright in Hb. Physik XLV (Springer, Berlijn 1958; red. S. Flügge), in het bijzonder fig. 5 op blz. 12.

[5] Zie voor de afleiding hiervan: D. H. Wilkinson, Ionization chambers and counters, Cambridge Univ. Press 1950.

[6] Zie b.v.: L. Heijne, Fysische grondslagen van de fotogeleiding, Philips techn. T. **25**, 262-273, 1963, in het bijzonder blz. 272.

[7] Zie voor een ruisbeschouwing waarin detector en versterker gezamenlijk betrokken zijn: J. A. W. van der Does de Bye, Signal-to-noise ratio of a *P-N*-junction radiation counter, Philips Res. Repts. **16**, 85-95, 1961.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

De fluctuaties in de ionisatielading vinden hun oorzaak in het feit dat de energie van een invallend deeltje slechts ten dele gebruikt wordt voor ionisatieprocessen en voor een ander deel voor andere excitaties, b.v. het aanslaan van roostertrillingen. Daar excitaties waarschijnlijkheidsprocessen zijn, zal de ionisatielading die door deeltjes van gelijke energie wordt vrijgemaakt, statistische fluctuaties vertonen. Drukt men de gemiddelde ionisatielading van een aantal mono-energetische deeltjes uit in het aantal paren vrijgemaakte ladingdragers N_0, dan is de standaardafwijking δN_0 daarin gelijk aan $\sqrt{F^* N_0}$; voor de relatieve standaardafwijking geldt dus:

$$\frac{\delta N_0}{N_0} = \sqrt{\frac{F^*}{N_0}} = \sqrt{\frac{F^* w}{E}}. \quad . \; . \; . \quad (1)$$

In deze formules is F^* een constante, de zg. Fano-factor [8], die afhangt van het materiaal en van de aard van de straling; w en E zijn weer resp. de gemiddelde ionisatie-energie en de energie van het invallende deeltje, zodat $N_0 = E/w$ is. Uit formule (1) valt direct af te leiden wat in de inleiding reeds als voordeel van de halfgeleiderdetectors werd vermeld: men verkrijgt een relatief geringe spreiding in N_0 doordat de gemiddelde ionisatie-energie gering is. Verder is, blijkens metingen [9], de Fano-factor voor halfgeleiders eveneens relatief klein ($F^* = 0{,}1$ à $0{,}15$ tegen $0{,}2$ à $0{,}3$ voor gasionisatiekamers). Berekent men met formule (1) de relatieve standaardafwijking in de ionisatielading van deeltjes van 5 MeV in silicium, dan vindt men 3×10^{-4}, hetgeen correspondeert met 1,5 keV. Berekent men hieruit de breedte op halve hoogte van de impulshoogteverdeling — deze breedte is $2{,}36\times$ zo groot als $\delta N_0/N_0$ en wordt dikwijls als maat voor het scheidend vermogen gebruikt —, dan vindt men 3,5 keV.

Evenals in andere halfgeleidende schakelingselementen, is ook in detectors voor kernstraling de *nulstroom* een factor die uit een oogpunt van ruis bijzondere aandacht vereist. De ruis in de nulstroom heeft in deze detectors nagenoeg geheel het karakter van hagelruis. Voor het aandeel van de nulstroom dat afkomstig is uit de contacten, is dat vanzelfsprekend. Voor het aandeel ten gevolge van thermische generatie van ladingdragers in het detectiemateriaal geldt, dat de gegenereerde ladingdragers onder invloed van het elektrische veld zeer snel uit het detectievolume verdwijnen, zodat er nagenoeg geen recombinatie optreedt; de oversteektijd is immers klein ten opzichte van de gemiddelde levensduur. Er is dus geen generatie-recombinatieruis, maar alleen een ruisbijdrage van het generatieproces afzonderlijk. Deze ruis heeft echter ook het karakter van een hagelruis.

Verder valt omtrent de stroomruis op te merken dat nivellering van ruis door ruimtelading — zoals b.v. voorkomt bij elektronenbuizen — nauwelijks optreedt, omdat de concentratie van de ladingdragers daarvoor te laag is.

Op grond van het bovenstaande kan men voor de berekening van de fluctuaties in het uitgangssignaal die veroorzaakt worden door de ruis van de nulstroom, uitgaan van de formule [10]:

$$i^2 = 2eI\,\mathrm{d}f. \quad . \; . \; . \; . \; . \quad (2)$$

Hierin is i de effectieve waarde van de hagelruis in de nulstroom in het frequentiebandje $\mathrm{d}f$, e de absolute waarde van de lading van het elektron en I de nulstroom van de detector. Het blijkt dan dat deze fluctuaties relatief klein zijn wanneer $\sqrt{N}$, de wortel uit het aantal vrije ladingdragers in de teller, klein is ten opzichte van de ionisatielading N_0. Wat dit in de praktijk betekent, is het best te beoordelen aan de hand van een voorbeeld. Een α- of β-deeltje van 5 MeV creëert in silicium $1{,}5 \times 10^6$ paren ladingdragers. Wenst men nu een signaal-ruisverhouding van ten minste 1000 : 1, dan mag N niet groter zijn dan 5×10^6. Nu is in uiterst zuiver silicium bij kamertemperatuur van nature de concentratie van de ladingdragers reeds 10^{11} à 10^{12} cm^{-3}. In een teller van niet-exorbitant kleine afmetingen zou N dus veel te groot zijn wanneer er geen bijzondere maatregelen getroffen werden ter verlaging. In het volgende hoofdstuk bespreken we welke dat kunnen zijn.

Detectorconfiguraties

Wat de elektrische configuratie betreft, is de meest fundamentele indeling van de halfgeleiderdetectors die in detectors met naleverende contacten — de geleidingstellers — en detectors met blokkerende contacten — de keerlaagtellers —, welke indeling hierboven reeds kort ter sprake kwam: de aard van de contacten heeft invloed op nagenoeg alle vragen betreffende aard en werking van de detectors, waarbij niet in de laatste plaats gedacht moet worden aan de wijze waarop, ter wille van een goede signaal-ruisverhouding, het aantal vrije ladingdragers N klein gemaakt wordt. We beginnen daarom met een korte karakteristiek van beide soorten detectors en met enkele opmerkingen over de eisen die men in ieder der gevallen aan het halfgeleidende materiaal moet stellen.

Wat de geleidingstellers betreft laten we het daarbij, omdat deze detectors thans nog geen grote praktische rol spelen; de rest van dit hoofdstuk is geheel gewijd aan de varianten die er binnen de groep van de keerlaagtellers voorkomen, en aan de vraag welke variant het best geschikt is voor een gegeven soort straling.

Doordat geleidingstellers naleverende contacten hebben, hangen de concentraties n en p van de vrije elektronen en gaten niet af van het al of niet aanwezig zijn van een elektrisch veld: ladingdragers die onder

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

invloed van dit veld het detectiemedium verlaten, worden onmiddellijk vervangen door andere die via het andere contact binnenstromen. Men kan n en p, en daarmee N, dus niet door middel van het veld beïnvloeden. De nulstroom hangt bij deze detectors geheel af van de aard van het detectiemateriaal en in 't geheel niet van de contacten.

Bij keerlaagtellers daarentegen beïnvloedt de aangelegde spanning N wèl, doordat weggezogen ladingdragers nu slechts in uiterst beperkte mate worden geremplaceerd. Uit een oogpunt van signaal-ruisverhouding is een keerlaagteller in principe dus te prefereren boven een geleidingsteller van hetzelfde materiaal.

Opdat het veld in een teller, van welk type ook, redelijk homogeen zij, moet de ruimtelading erin overal ongeveer gelijk aan nul zijn. In geleidingstellers is dit automatisch het geval doordat vrije ladingdragers ongehinderd kunnen toestromen om gebonden ladingen te neutraliseren. Bij keerlaagtellers echter is de ruimtelading alleen nul wanneer het detectiemedium geen gebonden ladingen bevat, d.w.z. wanneer het een *intrinsieke* halfgeleider is, of wanneer de positieve en negatieve gebonden ladingen gelijk zijn en elkaar dus neutraliseren. (Ook in dit laatste geval noemt men een halfgeleider dikwijls „intrinsiek", omdat de gaten en elektronen een gelijke concentratie hebben en het Fermiveau derhalve eveneens op halve hoogte in de verboden zone ligt.)

De stoffen die als detectiemedium in aanmerking komen, zijn tot nu toe gering in aantal: voor keerlaagtellers beperkt de keus zich in hoofdzaak tot germanium en silicium. De bruikbaarheid van deze beide stoffen is te danken aan het volgende.

1) De levensduur der ladingdragers is lang (0,1-1 ms), en tevens hebben ze een grote beweeglijkheid. Het produkt $\mu\tau$ is daardoor zo groot dat de ionisatielading zelfs in een laag van 1 cm dik zonder groot verlies verzameld kan worden. Bij andere halfgeleiders is de levensduur van de ladingdragers in het algemeen veel korter (10^{-7} à 10^{-8} s).
2) Wat betreft de produktie van grote monokristallen van goed gedefinieerd materiaal en de verwerking daarvan, is men met germanium en silicium voldoende ver gevorderd.

Voor geleidingstellers zijn silicium en germanium, naar we aanstonds zullen zien, helaas minder geschikt. Wij willen nu eerst de bijzonderheden van de geleidingsteller nog wat nader bezien en vervolgens die van de keerlaagtellers.

Geleidingstellers

In een geleidingsteller zijn de concentraties n en p van resp. de negatieve en positieve ladingdragers gelijk aan die welke in het detectiemedium aanwezig zijn als er géén spanning is aangelegd. Hiervoor geldt dus de bekende formule

$$np \sim \exp(-\Delta E/kT). \quad \ldots \quad (3)$$

Het produkt np wordt dikwijls voorgesteld door n_i^2. Ingeval er gebonden ladingen zijn, moeten n en p bovendien voldoen aan de eis van neutraliteit:

$$n + N_a = p + N_d. \quad \ldots \quad (4)$$

Hierin zijn N_a en N_d de concentraties van de enkelvoudig negatief respectievelijk positief geladen stoorcentra.

Uit formule (3) volgt dat de som $n+p$ het kleinst is als $n=p$ is, ofwel als $N_a=N_d$ is. Kwantitatief blijkt dat bij kamertemperatuur $n+p$ slechts kleiner is dan 10^6 cm^{-3} — in een teller van 1 cm^3, waarin dus $N=n+p$ is, globaal de eis voor een signaal-ruisverhouding 1000 : 1 — als de bandafstand ΔE groter is dan 1,65 eV en het verschil van N_a en N_d kleiner dan 10^6. Materialen die aan deze eis voldoen en waarin de ladingdragers een voldoend lange levensduur hebben, zijn nog niet beschikbaar. Voorlopig is men genoodzaakt genoegen te nemen met stoffen die een kleinere bandafstand hebben, maar dit impliceert dat er, ter verlaging van n_i^2, gekoeld moet worden. In het denkbeeldige geval dat $N_a-N_d=0$ is, zou men bij Si b.v. moeten koelen tot — 75 °C en bij Ge tot —140 °C.

Zelfs de meest zuivere monokristallen van germanium en silicium die men thans kan maken, voldoen bij de genoemde temperatuur niet aan de eis dat N_a-N_d in een niet te klein volume minder dan 10^6 is. Men moet dus verdere maatregelen treffen. Dat kunnen zijn:

1) Een veel verdere verlaging van de temperatuur dan in het intrinsieke geval nodig zou zijn. Een groter aantal stoorcentra zal dan in de ongeladen toestand overgaan. De mate waarin men moet koelen om een bepaalde verlaging van N_a en N_d te bereiken, hangt uiteraard af van de ligging van de stoorniveaus. Bij silicium b.v. geven de als verontreiniging aanwezige boriumatomen het aanzijn aan stoorniveaus die slechts 0,045 eV boven de geleidingsband liggen, hetgeen koeling tot 10 à 20 °K noodzakelijk maakt.
2) Het verschil tussen N_a en N_d verminderen door middel van een geschikte dotering. Het best kan men daarvoor stoffen gebruiken die stoorcentra geven welke ongeveer in het midden van de verboden zone liggen, op de hoogte dus waar het Fermiveau moet komen te liggen; de hoeveelheid stof

[8] U. Fano, Phys. Rev. **72**, 26, 1947.
[9] R. L. Heath, W. W. Black en J. E. Cline, IEEE Trans. nucl. Sci. **NS-13**, no. 3, 445, 1966.
[10] Zie b.v. A. van der Ziel, Fluctuation phenomena in semiconductors, Butterworths, Londen 1959.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

waarmee men doteert, luistert dan minder nauw. Een bezwaar van deze methode is dat dergelijke stoorniveaus effectieve recombinatiecentra zijn en dus de levensduur van de ladingdragers verkorten.

Eerder in dit hoofdstuk is gesteld dat men voor een keerlaagteller, ter wille van de homogeniteit van het veld, intrinsiek materiaal (type *I*) moet gebruiken. Uit het bovenstaande blijkt dat voor geleidingstellers in wezen dezelfde eis geldt, maar nu ter verkrijging van een zo gering mogelijke ruis.

Een bekend voorbeeld van de onder (2) genoemde methode is het doteren van *N*-silicium met goud; dit geeft vangplaatsen voor elektronen die 0,54 eV onder de geleidingsband liggen ($\Delta E = 1{,}1$ eV). Is de goudconcentratie het drievoudige van de waarde die N_d voordien had, dan is in een groot temperatuurgebied $n \approx p$ [11]. Met zulk een materiaal heeft men redelijk werkende tellers kunnen maken [12].

Keerlaagtellers

Bij keerlaagtellers wordt de concentratie der ladingdragers in hoofdzaak bepaald door de contacten en de aangelegde spanning, en in veel mindere mate door de aard van het materiaal. De eis dat men liefst *I*-materiaal moet gebruiken, komt niet in de eerste plaats voort uit ruisoverwegingen. De betekenis van de bandafstand komt aanstonds ter sprake.

Een belangrijke vraag is hier hoe contacten verkregen worden die in voldoende mate blokkeren. In het algemeen gelukt dat door doteren. In onze tellers is de anode in het algemeen een halfgeleidende oppervlaklaag die in hoge mate van het geleidingstype *N* is, en de katode een dunne laag die in hoge mate van het geleidingstype *P* is. In laatstgenoemd materiaal bevinden zich slechts uiterst weinig elektronen in de geleidingsband, en het *P*-contact kan derhalve niet in korte tijd een groot aantal elektronen naleveren; voor het *N*-contact geldt hetzelfde ten aanzien van de gaten. In *fig. 7* vindt men het bandenschema van een dergelijk *P-I-N*-systeem, zoals dat eruit ziet wanneer er een spanning op is aangesloten.

Om een indruk te krijgen van de ladingdragersconcentratie in het *I*-gebied wanneer de teller onder spanning staat, moet men zich allereerst realiseren dat de vrije ladingen in dit gebied deels afkomstig zijn van de doorlating van de elektrodes en deels ontstaan door thermische generatie. In de praktijk kan men de contacten zo goed blokkerend maken dat het eerstgenoemde deel te verwaarlozen is; men mag dus uitsluitend met de thermische generatie rekenen. De concentratie die daarvan het gevolg is, hangt af van de snelheid waarmee de vrijgemaakte ladingdragers onder invloed van het elektrische veld het detectiemedium verlaten.

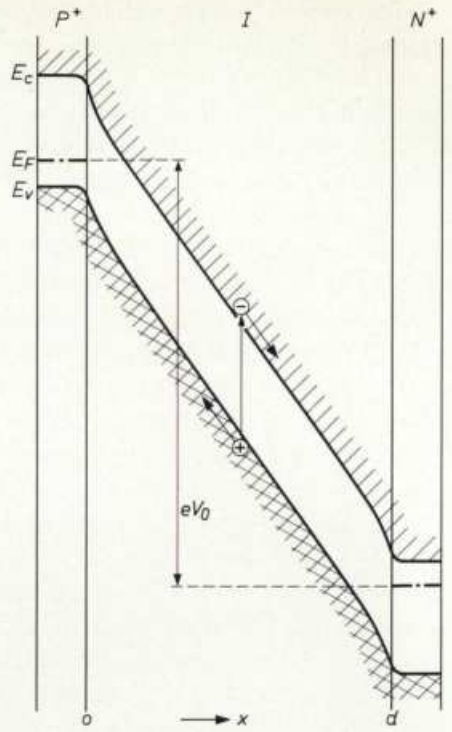


Fig. 7. Vereenvoudigd bandenschema (tevens potentiaalverloop in de *x*-richting) van een teller met *P-I-N*-configuratie bij aanwezigheid van een uitwendige spanning V_0. (In werkelijkheid is eV_0 zeer veel groter dan $E_c - E_v$.) De punt-streeplijn in de contacten (P^+ en N^+) geeft de ligging van de Fermi-energie E_F aan. Is het *I*-gebied volkomen vrij van verontreinigingen, dan variëren E_c en E_v in dat gebied nagenoeg lineair met *x*.

In ons geval domineert de thermische generatie via een stoorniveau — de generatie in twee stappen dus. Als de stoorniveaus in het midden van de verboden zone liggen — het ongunstigste geval —, is het aantal per cm³ per s gegenereerde paren ladingdragers $n_i/2\tau$; hierin is τ weer de levensduur. De generatie G in het gehele detectievolume is dus $n_i Ad/2\tau$; hierin is A de oppervlakte. Anderzijds is de tijd dat een elektron gemiddeld in de detector verblijft, gelijk aan $d/2\mu_n F$, die voor een gat $d/2\mu_p F$. Het aantal ladingdragers is nu gelijk aan G maal deze tijd, zodat we voor de som van het aantal gaten en elektronen vinden (F is weer gelijkgesteld aan V_0/d):

$$N = \frac{d^3 A n_i}{4 V_0 \tau}\left(\frac{1}{\mu_n} + \frac{1}{\mu_p}\right). \quad \ldots \quad (5)$$

Passen we dit toe op een siliciumteller ($n_i = 10^{10}$ cm^{-3} en $\tau = 10^{-3}$ s) met een dikte d van 5 mm, een oppervlakte A van 1 cm² en een aangelegde spanning V_0 van 500 V, dan vinden we $N = 1{,}7 \times 10^6$; dit is een acceptabele waarde. Bij germanium, dat immers een kleinere bandafstand heeft, is n_i hoger (10^{13} cm^{-3}) en is onder de genoemde omstandigheden N hoger dan wenselijk is, zodat men ter verkrijging van een voldoend lage N-waarde moet koelen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

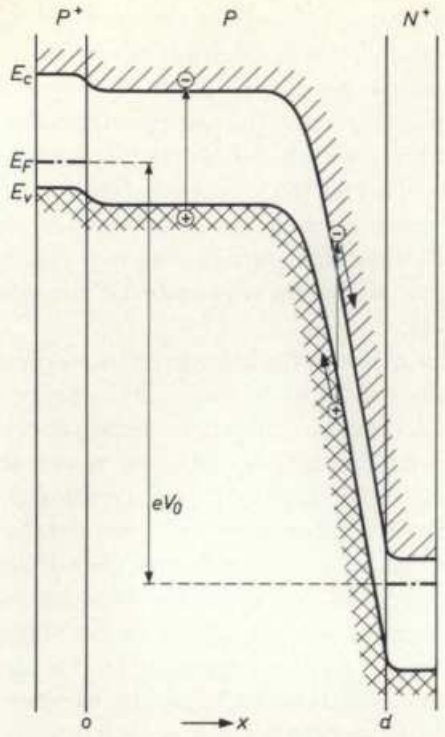


Fig. 8. Als in fig. 7, maar nu voor het geval dat het detectiemedium niet intrinsiek is, maar in zekere mate van type *P*. De configuratie is nagenoeg ontaard in een *P-N*-overgang, en er is alleen in de direct aan het *N*-contact grenzende laag van het detectiemedium een voldoend sterk veld.

We willen nu nog bezien hoe de situatie is wanneer het detectiemateriaal niet intrinsiek is, maar in zekere mate *P*- of *N*-geleidend. In *fig. 8* is het geval geschetst dat het detectiemedium zwak *P*-geleidend is; de tellerconfiguratie is nu in feite ontaard in een *P-N*-overgang. Het volume waarbinnen het veld redelijk sterk is en de ionisatielading dus verzameld kan worden (het effectieve volume), is gereduceerd tot de barrière. Wel hebben ladingdragers die buiten de barrière zijn vrijgemaakt, een kans om naar de barrière toe te diffunderen en dan alsnog mee te doen, maar deze bijdrage is, ook al in verband met de traagheid van het diffusieproces, vrij gering.

Men mag uit het voorgaande niet concluderen dat de gevoelige laag van tellers met *P-N*-structuur noodzakelijk uiterst dun is. Uit de formule voor de breedte *B* van een barrière:

$$B = \sqrt{\frac{2\varepsilon(V_d + V_0)}{eN_a}}, \quad \ldots \quad (6)$$

volgt dat in uiterst zuiver silicium met een concentratie N_a van slechts 10^{12} cm^{-3}, bij een spanning van 200 V de barrièrebreedte 0,5 mm bedraagt. (Formule 6 geldt ingeval de concentratie der stoorcentra in het *N*-gebied veel groter is dan die in het andere. De constante V_d is tegenover 200 V te verwaarlozen.)

Als laatste configuratievariant noemen we die waarbij in plaats van de barrière van een *P-N*-overgang, die van een metaal-halfgeleidercontact gebruikt wordt. Als metaal kiest men daarbij dikwijls goud.

Het maken van een P-I-N-configuratie

Voor het maken van een *P-I-N*-configuratie [13] gaan we uit van een monokristallijne schijf germanium of silicium die vrij sterk *P*-geleidend is (soortelijke weerstand ca. 500 Ωcm). Aan één zijde wordt er lithium op de schijf gebracht en vervolgens, door thermische diffusie bij enkele honderden graden Celsius, ondiep (ca. 0,2 mm) in het materiaal gebracht. Lithium fungeert daarin als donor. Aan het oppervlak, waar de lithiumconcentratie hoog is, gaat het materiaal daardoor over in een geleider van type *N* (*fig. 9a*).

Doordat de lithiumionen zich interstitieel in het rooster bevinden, zijn ze enigszins beweeglijk. Sluit

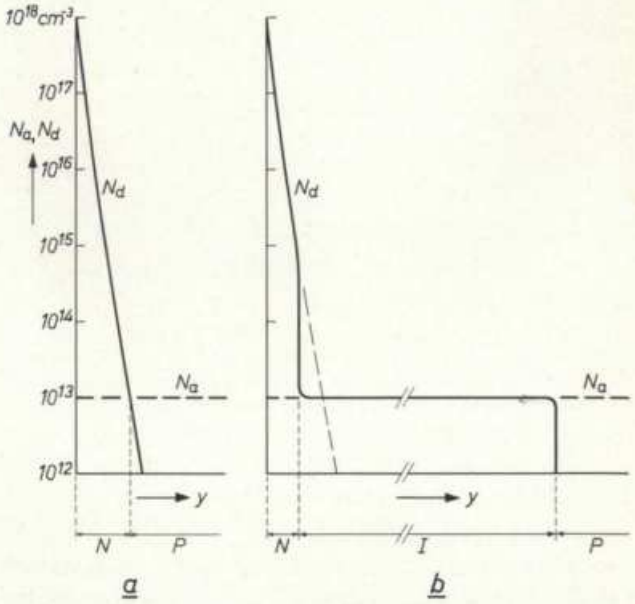


Fig. 9. Ter illustratie van de wijze waarop men, uitgaande van een schijf materiaal van type *P*, een *P-I-N*-configuratie verkrijgt door toevoeging van lithium — dit fungeert in silicium en germanium als donor.
a) Het verloop van de lithiumconcentratie N_d met de afstand *y* tot het oppervlak, nadat het lithium door thermische diffusie in de schijf uitgangsmateriaal gebracht is. De concentratie N_a van de acceptors is onafhankelijk van *y*. In een dunne laag aan het oppervlak is $N_d > N_a$ en is het materiaal van geleidingstype veranderd. (De ordinaatschaal heeft slechts een globale betekenis).
b) Verloop van N_d met *y* nadat een deel van de lithiumionen, onder invloed van een elektrisch veld en bij verhoogde temperatuur, dieper de schijf is ingestroomd. In een groot gebied rondom de *P-N*-overgang van (*a*) — voor zover de lithiumvoorraad strekt, groter naarmate het proces langer duurt — is N_d gelijk geworden aan N_a en heeft men dus intrinsiek materiaal verkregen.

[11] C. B. Collins, R. O. Carlson en C. J. Gallagher, Phys. Rev. **105**, 1168, 1957.
[12] J. D. van Putten en J. C. Vander Velde, IRE Trans. nucl. Sci. **NS-8**, no. 1, 124, 1961.
[13] Deze methode is afkomstig van E. M. Pell (J. appl. Phys. **31**, 291, 1960).

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

men bij een temperatuur van b.v. 125 °C in de keerrichting een spanning op de verkregen *P-N*-overgang aan, dan gaan in het gebied rondom de *P-N*-overgang, waar de veldsterkte relatief hoog is, de lithiumionen zich bewegen in de richting van het *P*-gebied. Na een zekere tijd heeft men dan de situatie van fig. 9*b* verkregen: er is een groot *I*-gebied ontstaan. De oorzaak daarvan is kort als volgt te omschrijven: zolang de aanwezige acceptors niet exact door lithium worden gecompenseerd, heerst er in de stof geen homogeen veld en varieert de lithiumionenstroom met de plaats in het kristal, en wel op zodanige wijze dat de aanwezige concentratieverschillen genivelleerd worden.

Helaas is deze fraaie methode niet toepasbaar voor het prepareren van *I*-materiaal voor geleidingstellers. Men mag nl. na het totstandkomen van de *P-I-N*-configuratie de *P*- en de *N*-laag niet verwijderen. Deze lagen zijn niet alleen noodzakelijk voor de produktie van de *I*-laag maar, althans wanneer er een elektrisch veld heerst, ook voor de instandhouding ervan.

Enige uitvoeringsvormen van keerlaagtellers

In *fig. 10* ziet men een schematische voorstelling van een halfgeleiderdetector voor α-deeltjes. Het detectiemateriaal is hier silicium. Daar de dracht van α-deeltjes niet groot is, kan men bij α-tellers volstaan met een *P-N*-overgang of een blokkerende metaal-halfgeleider-overgang met een barrièrebreedte van 0,1 à 0,2 mm. De deeltjes vallen in door een van de elektrodes; deze moet dus, wil het energieverlies erin klein zijn, een zeer geringe dikte hebben. Het spectrum van fig. 3*a* is met een detector van dit type opgenomen. Men vindt een afbeelding ervan op de onderste foto van fig. 1.

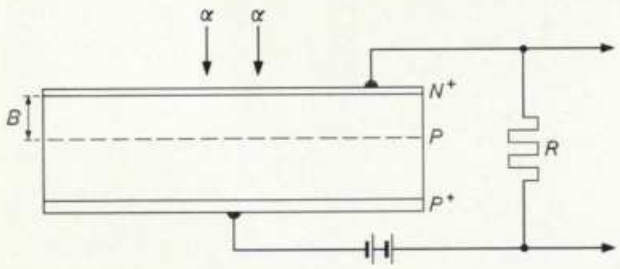


Fig. 10. Configuratie van een α-detector. Deze bestaat uit een *P-N*-overgang met relatief brede barrière (breedte *B*).

Voor metingen aan energierijke β-deeltjes kan men, wegens de veel grotere dracht, niet volstaan met een *P-N*-overgang; hier is men aangewezen op een detector met een *P-I-N*-structuur waarvan de *I*-laag enkele mm dik is (*fig. 11*).

Voor detectie van γ-straling zijn eveneens tellers met *P-I-N*-structuur noodzakelijk. Verder verdient hier, zoals gezegd, germanium sterk de voorkeur wegens het hogere atoomnummer. Het spectrum van fig. 3*b* is opgenomen met een *P-I-N*-detector van germanium.

Dank zij het feit dat γ-quanta in lichte materialen een relatief grote afstand kunnen afleggen zonder dat er enige wisselwerking optreedt, kan men γ-tellers geheel inkapselen en ze aldus vrijwaren voor invloeden van de atmosfeer.

Uiterst dunne halfgeleiderdetectors worden, naar in de inleiding reeds werd aangestipt, toegepast in de zg. deeltjesidentificatiesystemen. In dergelijke opstellingen wordt met afzonderlijke detectors zowel de energie E van een deeltje gemeten als $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$, het energieverlies per eenheid van weglengte. Voor het identificeren van de aard van het deeltje maakt men gebruik van het feit dat het produkt $E\,\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ evenredig is met mZ^2 en in hoge mate onafhankelijk van E (*fig. 12*). Voor protonen deuteronen, tritonen en α-deeltjes b.v. verhouden deze produkten zich als 1 : 2 : 3 : 16. Het energieverlies per eenheid van weglengte wordt gemeten met de genoemde dunne halfgeleiderdetector waarin het deeltje betrekkelijk weinig energie verliest (fig. 1, bovenste foto). In feite meet men natuurlijk niet $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$ maar $\Delta E/d$,

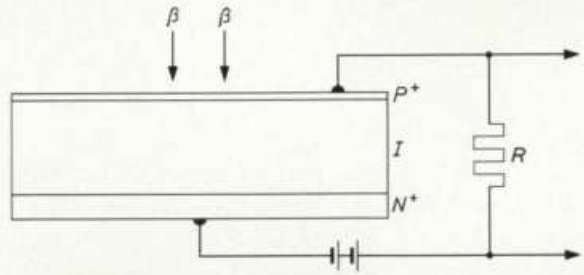


Fig. 11. Bij detectors voor energiemeting aan γ-quanta of aan deeltjes met grote dracht (energierijke β-deeltjes) kan men met een *P-N*-overgang niet volstaan; deze detectors moeten een *P-I-N*-configuratie hebben.

waarin ΔE het energieverlies is. Als het deeltje deze detector gepasseerd is, komt het tot stilstand in de andere, waarbij E gemeten wordt.

Al naar de aard van het experiment kiest men voor de dikte van de $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$-detector 25 tot 250 µm. Zeer geschikt als $\mathrm{d}E/\mathrm{d}x$-detector is een *P-N*-detector waarop een zo hoge spanning gezet wordt dat de barrière zich uitstrekt tot aan de andere kant van de laag. Voor het meten van E gebruikt men in de regel een *P-I-N*-detector van silicium.

Behalve de elektrische structuur van de detector — *P-N* of *P-I-N* — kan men ook de geometrische bouw op allerlei wijzen variëren. We noemden reeds de dambordteller, waarmee men in korte tijd met grote precisie richtingsverdelingen kan meten (fig. 4). Met deze detec-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

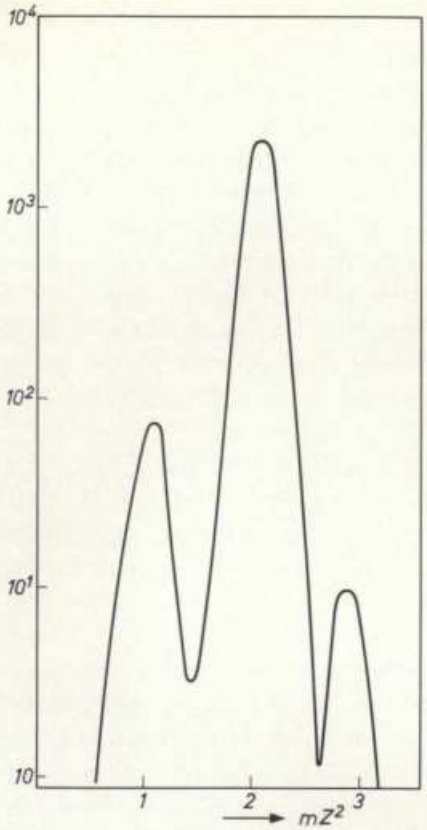


Fig. 12. Spectrum van waarden van mZ^2 (m = kernmassa en Z = atoomnummer), verkregen bij metingen met een deeltjesidentificatiesysteem aan een bundel waarin naast elkaar protonen, deuteronen en tritonen voorkwamen; voor het proton is $mZ^2 = 1$ gesteld. De waarde mZ^2 wordt voor ieder invallend deeltje berekend uit het produkt van de deeltjesenergie E en het energieverlies per eenheid van weglengte dE/dx, welke twee grootheden met afzonderlijke detectors worden gemeten.

tors, die per cm² in ca. 40 subdetectors verdeeld zijn, heeft men bij meting van een richtingsverdeling reeds bij een afstand van 8 cm tussen bron en detector een scheidend vermogen van ca. 1°. Ook dE/dx-detectors kan men desgewenst als dambordteller uitvoeren [14]. Verder maakt men wel detectors die een centraal gat hebben waardoor een bundel deeltjes kan passeren; hiermee kan men teruggestrooide deeltjes detecteren die afkomstig zijn van een verderop staande trefplaat.

Vergelijking met proportionele telbuizen en scintillatietellers

Lineariteit en energetisch scheidend vermogen

Hierboven hebben we gezien dat bij halfgeleiderdetectors de impulshoogte — behalve voor zeer zware deeltjes zoals splijtingsprodukten — evenredig is met de deeltjesenergie en onafhankelijk van de aard van de straling. Proportionele telbuizen zijn eveneens zeer goed lineair, maar hier is de evenredigheidsfactor niet geheel onafhankelijk van de aard van de straling. Scintillatietellers zijn voor γ-straling lineair, maar voor α-deeltjes b.v. is dat niet het geval, en ook is bij deze tellers de aard van de straling van invloed.

Het scheidend vermogen van halfgeleidertellers wordt bij β- en γ-detectie goeddeels bepaald door de ruis, en is dus in zekere mate onafhankelijk van de energie. Bij een energie groter dan ca. 0,5 MeV gaan statistische fluctuaties in de ionisatielading een rol spelen en neemt de lijnbreedte evenredig met $\sqrt{E}$ toe. Bij proportionele telbuizen en scintillatietellers wordt het scheidend vermogen in hoofdzaak bepaald door fluctuaties in het vermenigvuldigingsmechanisme; deze fluctuaties zijn eveneens evenredig met $\sqrt{E}$, maar de evenredigheidsfactor is aanzienlijk groter.

Ter illustratie van het bovenstaande is in *fig. 13* voor een halfgeleiderteller, een proportionele telbuis en een scintillatieteller het scheidend vermogen voor röntgen- en gamma-straling uitgezet tegen $\sqrt{E}$. In deze figuur is als maat voor het scheidend vermogen weer de lijnbreedte op halve hoogte gebruikt. Behalve voor zachte straling, waar het ruisaandeel van de versterker overheerst, blijkt het scheidend vermogen van de halfgeleidertellers beter te zijn dan dat van de beide andere.

We herinneren er hier aan dat in een der vorige hoofdstukken is vermeld dat de gemiddelde ionisatie-energie w voor germanium en silicium slechts enkele eV bedraagt (2,9 resp. 3,6) en de Fanofactor 0,1 à 0,15, tegen $w \approx 30$ eV en $F^* \approx 0{,}2$ à 0,3 voor gassen. Een directe vergelijking met de scintillatieteller is natuurlijk niet mogelijk, want daarin wordt de ionisatielading niet gemeten, maar wel kan men de relatieve spreiding in de uitgangssignalen karakteriseren door een fictieve w- en F^*-waarde. Deze zijn resp. ongeveer 300 eV en 1, zeer hoog dus.

Bij de detectie van α-straling met halfgeleidertellers wordt het scheidend vermogen mede bepaald door het feit dat er in het ionisatiespoor door de hoge dichtheid relatief veel recombinaties plaatsvinden; het aantal

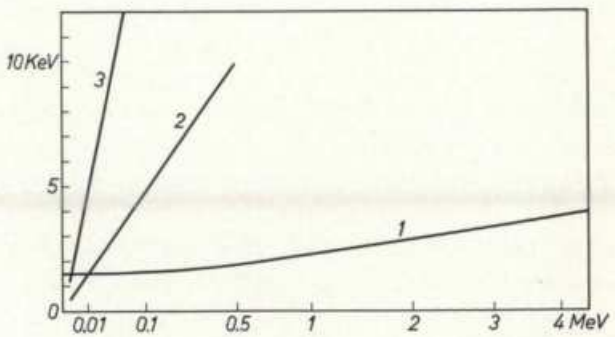


Fig. 13. Vergelijking van het scheidend vermogen voor röntgen- en γ-straling van halfgeleidertellers (curve *1*), proportionele telbuizen (curve *2*) en scintillatietellers (curve *3*). Uitgezet is de breedte op halve hoogte van de impulshoogteverdeling die men met een goede teller verkrijgt bij bestraling met monochromatische straling, tegen de wortel uit de quantumenergie E. Behalve voor zeer kleine E zijn de halfgeleidertellers superieur. Het horizontale deel van curve *1* representeert de versterkerruis.

[14] W. K. Hofker et al, IEEE Trans. nucl. Sci. **NS-13**, no. 3, 208, 1966.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

daarvan fluctueert, o.a. door de inhomogene verdeling van de recombinatiecentra. Het scheidend vermogen bedraagt hier ongeveer 20 keV; het is dus bij α-straling vrij wat slechter dan bij β- of γ-straling, maar toch altijd nog driemaal zo goed als bij de detector die voorheen meestal voor α-spectroscopie gebruikt werd, de ionisatiekamer. Dit voordeel is te danken aan de geringere ionisatie-energie, die immers tot een betere signaal-ruisverhouding leidt.

Stijgtijd van de impulsen

De stijgtijd van de impulsen die verkregen worden met halfgeleidertellers, is afhankelijk van de dikte van de gevoelige laag, de aangelegde spanning en de temperatuur, en ligt tussen 10^{-8} en 10^{-5} s. Scintillatietellers zijn in het algemeen wat sneller: men vindt daar, al naar de aard van het kristal en de fotomultiplicatorbuis, stijgtijden tussen 10^{-9} en 10^{-6} s. Proportionele telbuizen hebben een stijgtijd van ca. 10^{-6} s; ze zijn dus in het algemeen iets langzamer dan halfgeleidertellers. Hierbij moet bedacht worden dat bij proportionele telbuizen de stijgtijd geen maat is voor de maximale impulsdichtheid die verwerkt kan worden; deze is aanmerkelijk lager dan uit de stijgtijd volgt, doordat het na iedere doorslag enige tijd duurt voordat de daarbij gevormde ionen weer verdwenen zijn. Ionisatiekamers zijn véél trager: deze hebben, ten gevolge van de geringe beweeglijkheid van positieve en negatieve gasionen, een stijgtijd van niet minder dan ca. 10^{-3} s.

Overige eigenschappen

In vaste stoffen is de dracht van geladen deeltjes veel kleiner en de absorptie van γ-straling veel sterker dan in gassen. Hieraan is het te danken dat halfgeleiderdetectors veel kleiner kunnen zijn dan proportionele telbuizen en toch bruikbaar in een groot energiegebied. Zelfs zijn de afmetingen van complete halfgeleidertellers kleiner dan die van scintillatietellers wegens de daarbij vereiste lichtgeleider en fotomultiplicatorbuis.

Voor verscheidene toepassingen, zoals b.v. voor medische en biologische experimenten, zijn de kleine afmetingen van halfgeleiderdetectors van groot belang. Voor metingen aan zeer grote preparaten of preparaten die niet dicht bij de detector geplaatst kunnen worden, zijn de geringe afmetingen daarentegen nadelig, omdat een groot deel van de uitgezonden straling dan niet op de detector valt. Meestal kan dit nadeel wel ondervangen worden door meer dan één detector te gebruiken en ze rond het preparaat te plaatsen. Er mag overigens verwacht worden dat het in de toekomst zal gelukken ook halfgeleiderdetectors van grotere afmetingen te maken dan thans mogelijk is.

Een voor de praktijk belangrijk voordeel van halfgeleiderdetectors is dat ze geen goed gestabiliseerde spanningsbron vereisen. Sluit men ze op de in fig. 2 geschetste wijze aan op een capacitief teruggekoppelde versterker, dan is de hoogte van de uitgangsimpulsen van de versterker in hoge mate onafhankelijk van de variaties in de spanning V_0 die op de detector staat. Dit komt doordat variatie van V_0 een zodanige verandering teweegbrengt van de capaciteit C van elektrode *2* ten opzichte van aarde, dat de verandering in de hoogte van de impulsen over R juist gecompenseerd wordt door die in de verhouding C/C_t („ladingsversterking").

Ten slotte zij nog eens herhaald dat er in de uitvoeringsvorm grote variaties mogelijk zijn. Halfgeleiderdetectors kunnen beter en eenvoudiger bij de eisen van een bepaald experiment worden aangepast dan andere detectors.

Uit het bovenstaande zal duidelijk geworden zijn dat voor diverse categorieën van metingen de halfgeleiderdetectors de voorkeur verdienen boven de andere. Enkele voorbeelden daarvan hebben we met name genoemd. Zo bleek op kernfysisch gebied de komst van halfgeleiderdetectors een grote vooruitgang te zijn voor de spectroscopie en voor de deeltjesidentificatie. Verder zagen we dat het meten van de richtingsverdeling van de bij een kernreactie vrijkomende straling met halfgeleiderdetectors veel sneller verricht kan worden zonder dat dit ten koste gaat van de nauwkeurigheid.

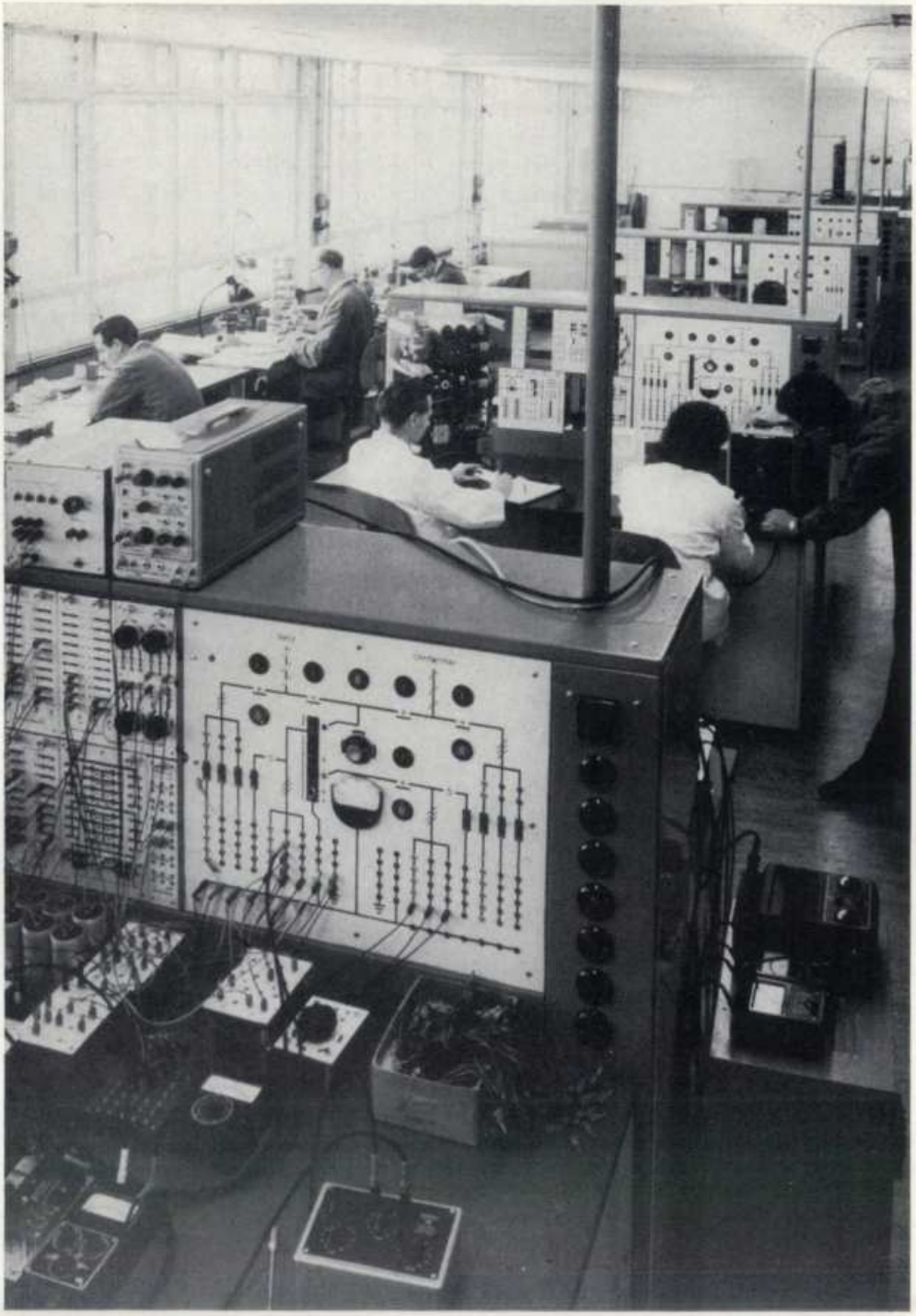
Ook in de radiochemie, waar men in hoofdzaak γ-straling moet detecteren, zijn halfgeleiderdetectors dikwijls te prefereren. Dit geldt zowel voor het zuiver wetenschappelijk onderzoek als voor de toegepaste radiochemie, zoals de activeringsanalyse; het zeer goede energetisch scheidend vermogen van de halfgeleidertellers maakt hier in veel gevallen een vereenvoudiging van de procedure mogelijk.

Samenvatting. *P-N*- en *P-I-N*-configuraties in germanium en silicium zijn uiterst geschikt voor detectie en energiemeting van γ-quanta en energierijke geladen deeltjes. Dergelijke halfgeleiderdetectors zijn, behalve voor zeer zware deeltjes, zeer goed lineair en hebben een bijzonder goed scheidend vermogen (voor α-straling ongeveer 20 keV, voor β- en γ-straling zelfs enkele keV). De impulshoogte hangt alleen af van de quantum- of deeltjesenergie E en niet van de aard van de straling. Met uiterst dunne detectors kan men ook dE/dx meten en aldus onbekende zware deeltjes identificeren. De bouw kan in hoge mate worden aangepast bij speciale eisen; zo kan een detector worden onderverdeeld in vele subdetectors voor het meten van richtingsverdelingen (dambordtellers). Het scheidend vermogen is beter naarmate de RC-tijd van de keten en de levensduur van de ladingdragers groter zijn ten opzichte van de looptijd van de ladingdragers, en naarmate de nulstroom zwakker is. Een *P-I-N*-detector combineert een groot detectievolume met een zwakke nulstroom.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info
11/14/2023

Het laboratorium van een röntgenfabriek



De afbeelding toont een gedeelte van het elektrotechnische laboratorium van de röntgenfabriek C.H.F. Müller GmbH in Hamburg. In deze ruimte wordt gewerkt aan de ontwikkeling van het laagspanningsgedeelte van röntgengeneratoren; de inrichting is aangepast aan de zeer uiteenlopende eisen van de moderne röntgentechniek.

Op ieder van de reeks experimenteertafels zijn instelbare gestabiliseerde spanningsbronnen beschikbaar die naar keuze een spanning met een frequentie van 50 Hz of van 60 Hz kunnen leveren, zodat ook voor onderzoek aan apparaten voor export de juiste voedingsspanning aanwezig is. Op iedere tafel staat een rek waarin diverse onderdelen van röntgengeneratoren geplaatst kunnen worden, die als eenheden met genormaliseerde afmetingen beschikbaar zijn. Zo kunnen b.v. spanningsbronnen, stabilisators, tijdschakelaars en tellers overzichtelijk boven de tafel worden geplaatst. Voor deze apparaten gebruikt men in hoofdzaak exemplaren uit de lopende produktie of daaruit afgeleide toestellen. Ten tijde van de opname werd voor een buis met sneldraaiende anode („Super-Rotalix") een nieuwe snel aanlopende aandrijving van de anode ontwikkeld.

De flexibiliteit die met deze inrichting is bereikt, is onmisbaar om gelijke tred te kunnen houden met de huidige ontwikkeling in de röntgentechniek — een ontwikkeling die is gekenmerkt door het zeer snel terrein winnen van elektronische bouwelementen, terwijl voor enkele jaren nog bijna uitsluitend onderdelen uit de conventionele sterkstroomtechniek werden gebruikt.

Digitized in Heiloo the Netherlands
Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Doorvoerovens voor staafmateriaal

U. H. Banga en W. Mesman

621.365.4

Ovens waarin men produkten een warmtebehandeling laat ondergaan, vertonen vaak een zodanige temperatuurverdeling dat het proces moeilijk te controleren en te beheersen is. De schrijvers tonen in dit artikel aan dat doorvoerovens zodanig geconstrueerd kunnen worden dat de temperatuur die het produkt bereikt, nauwkeurig vastligt.

Bij vele fabricageprocessen moet een produkt één- of meermalen een warmtebehandeling ondergaan. Voorbeelden uit de elektronische industrie zijn het ontgassen van radiobuizen, diffusieprocessen van halfgeleiders en het solderen van onderdelen in schakelingen met gedrukte bedrading. Soms vindt een warmtebehandeling zodanig plaats dat telkens een lading („batch") wordt geplaatst in een oven, die een volledige temperatuurcyclus doorloopt: verwarmen, eventueel een zekere tijd op temperatuur blijven, en afkoelen. Bij een andere manier van behandeling wordt het produkt met een bepaalde snelheid door een buis- of tunnelvormige oven gevoerd, die op een constante temperatuur wordt gehouden. Ook met een dergelijke *doorvoeroven* kunnen de produkten in porties worden behandeld. Vaker echter voert men een aaneengesloten stroom van produkten door de warme oven. Tijdens deze doorgang worden zij verwarmd tot de temperatuur waarbij zij, na het verlaten van de oven, een bepaalde bewerking moeten ondergaan.

Temperatuurverdeling en vermogensverdeling

In vele gevallen is de temperatuurverdeling in een doorvoeroven zodanig dat het produkt zijn hoogste temperatuur ergens binnen in de oven bereikt. Met name is dit het geval wanneer de oven bestaat uit een buis waarop een verwarmingswikkeling met constante spoed is aangebracht. De temperatuur van de buis verloopt dan in de lengterichting b.v. zoals in *fig. 1a* met de kromme *p* is aangeduid. Doorloopt een produkt een dergelijke oven van links naar rechts, dan kan het een met de plaats variërende temperatuur aannemen, zoals door kromme *q* is voorgesteld.

In een geval zoals hier is geschetst, is de warmtebehandeling moeilijk nauwkeurig te beheersen. Dit komt doordat men bij de temperatuurregeling te maken heeft met een onvermijdelijke vertragingstijd tussen een wijziging van de oventemperatuur en de bijbehorende wijziging van de eindtemperatuur van het produkt.

Ir. U. H. Banga en W. Mesman, medewerkers van Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven.

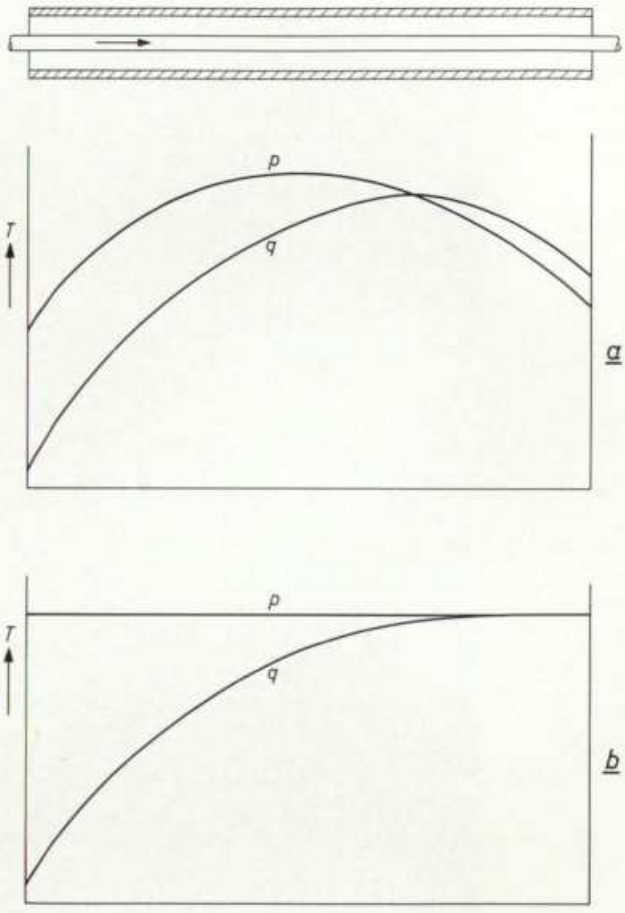


Fig. 1. Schematische temperatuurverdeling in een doorvoeroven (*p*), en in het door de oven gevoerde materiaal (*q*). De grafiek *a* is kenmerkend voor het geval dat de verwarmingswikkeling met constante spoed op de ovenbuis is aangebracht, de grafiek *b* geldt wanneer de wikkeling zodanig is uitgevoerd dat de temperatuur van de oven over de gehele lengte dezelfde is.

Bovendien is het moeilijk de temperatuur van het *bewegende* produkt te meten. Een ander bezwaar is dat het lang niet altijd toelaatbaar is dat het produkt tijdens zijn verblijf in de oven een hogere temperatuur bereikt dan de gewenste eindtemperatuur.

Veel eenvoudiger is de situatie als men ervoor zorgt dat de oventemperatuur over de gehele lengte even hoog is. Het produkt neemt dan na het binnentreden

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

van de oven regelmatig in temperatuur toe (fig. 1*b*), en als de oven voldoende lang is, bereikt het ten slotte de oventemperatuur. Deze laatste kan eenvoudig worden gemeten en geregeld. Men kan nl. de constructie zodanig uitvoeren dat de temperatuur van de oven vrijwel gelijk is aan die van de verwarmingswikkeling, zodat volstaan kan worden met het meten en regelen van de laatstgenoemde temperatuur. Doordat de wikkelingstemperatuur snel reageert op een wijziging van b.v. de netspanning of de omgevingstemperatuur, kan men op deze manier een snelwerkende regeling verkrijgen.

In het volgende zullen wij nagaan hoe een oven moet worden geconstrueerd om de temperatuur overal even hoog te doen zijn, en hoe lang een dergelijke oven gemaakt moet worden om te kunnen waarborgen dat het produkt inderdaad de oventemperatuur bereikt. We zullen hierbij de eenvoudigste vorm van een oven beschouwen, nl. een buis van keramisch materiaal, waar omheen een verwarmingswikkeling is gelegd en die is omgeven door een cilindrische isolerende mantel (*fig. 2*). Ook voor het produkt nemen we een eenvoudige vorm aan, nl. die van een cilindrische staaf, die met een constante snelheid door de oven wordt gevoerd.

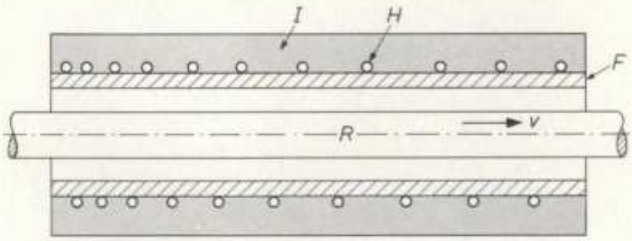


Fig. 2. Doorvoeroven voor staafmateriaal. *F* ovenbuis. *H* verwarmingswikkeling. *I* isolatiemantel. *R* staafvormig produkt, dat met een snelheid *v* door de oven wordt gevoerd.

Om de oventemperatuur over de gehele lengte gelijk te houden, moet de ontwikkelde warmte, dus ook het toegevoerde vermogen, *niet* gelijkmatig over de lengte worden verdeeld. De gewenste verdeling hangt af van de afmetingen van de oven, van de gewenste temperatuur en verder van de afmetingen en materiaaleigenschappen van de staaf en van de snelheid waarmee men deze door de oven wil voeren. Men kan het vermogen op de juiste manier verdelen door de verwarmingswikkeling met een van de plaats afhankelijke spoed op de ovenbuis aan te brengen.

Bij de ingang, waar de staaf nog koud is, is voor het verwarmen hiervan een groter vermogen nodig dan verder in de oven. Het gedeelte van het vermogen per lengte-eenheid dat nuttig wordt gebruikt, d.i. aan de staaf wordt toegevoerd, kan als functie van de plaats b.v. verlopen zoals in *fig. 3* met de kromme $\Delta P_u/\Delta x$ is geschetst; op de plaatsen waar de staaftemperatuur

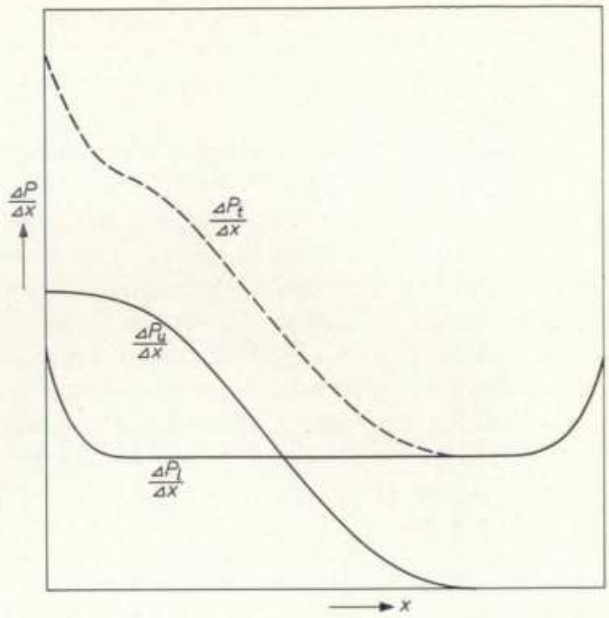


Fig. 3. Vermogen dat per lengte-eenheid van de oven nodig is, als functie van de plaats x in de oven. $\Delta P_u/\Delta x$ nuttig vermogen. $\Delta P_l/\Delta x$ vermogen voor het dekken van het warmteverlies. $\Delta P_t/\Delta x$ totaal vermogen.

gelijk is aan de oventemperatuur, is geen nuttig vermogen meer nodig.

Het warmteverlies

Ook de warmte die door de isolatiemantel verloren gaat, is niet gelijkmatig over de lengte verdeeld, zelfs niet wanneer de oventemperatuur overal even hoog is. In dit geval is wèl in het middengebied een gelijkmatige verdeling aanwezig; de warmtestroom is hier vrijwel radiaal. Aan de uiteinden treden echter extra-warmteverliezen op, die groter zijn naarmate de ovendiameter groter is ten opzichte van de lengte. De verdeling van het verliesvermogen per lengte-eenheid kan b.v. zijn zoals in fig. 3 met de kromme $\Delta P_l/\Delta x$ is aangegeven. Het totale vermogen dat per lengte-eenheid nodig is, bedraagt:

$$\frac{\Delta P_t}{\Delta x} = \frac{\Delta P_u}{\Delta x} + \frac{\Delta P_l}{\Delta x}.$$

Heeft men voor een bepaald geval deze grootheid als functie van x berekend, dan kan men de hiermee corresponderende verdeling van het vermogen realiseren door de dichtheid van de verwarmingswindingen op elke plaats evenredig te maken met de daar vereiste $\Delta P_t/\Delta x$. In dit geval zal bij het doorvoeren van een staaf met afmetingen, materiaaleigenschappen en snelheid waarvoor de berekening is uitgevoerd, de oventemperatuur over de gehele lengte gelijk zijn.

Terwijl het warmteverlies op de plaatsen waar men de warmtestroom als radiaal kan beschouwen, eenvoudig kan worden berekend, is dit met de extra-ver-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

liezen aan de einden niet het geval. Een goede benadering kan echter worden verkregen door gebruik te maken van een elektrisch analogon in de vorm van een weerstandsnetwerk [1].

De grootte van het warmteverlies heeft men binnen zeer wijde grenzen in de hand door de keuze van de isolerende mantel. Een dikke mantel geeft een klein warmteverlies; een nadeel van een dergelijke, economisch werkende oven is echter dat de warmtecapaciteit van het geheel groot is, waardoor bij het regelen van de temperatuur een grote traagheid optreedt. Bij een wijziging van de omstandigheden (b.v. snelheid of dikte van de staaf) zullen dan tijdelijk vrij grote temperatuurvariaties kunnen voorkomen. Om deze te beperken, zal men dus genoegen moeten nemen met een relatief groot warmteverlies.

Berekening van het temperatuurverloop in de staaf

Voor de berekening van de verdeling van het nuttige vermogen moet het verloop van de temperatuur in de staaf bekend zijn. Wij zullen daarom dit temperatuurverloop berekenen met de onderstelling dat de buitenwand van de ovenbuis overal dezelfde temperatuur T_f heeft. In het algemeen is het warmtegeleidingsvermogen van de ovenbuis zo groot dat men kan aannemen dat dan ook de temperatuur van de binnenwand gelijk aan T_f is. Verder onderstellen we dat de warmteoverdracht van de binnenwand van de oven naar de staaf uitsluitend door straling plaatsvindt. Met betrekking tot het warmtetransport in de staaf voeren we ook een tweetal benaderingen in: we nemen aan dat het warmtegeleidingsvermogen van het materiaal zo groot is dat overal in een dwarsdoorsnede de temperatuur dezelfde is; daarentegen verwaarlozen we de warmtegeleiding in axiale richting ten opzchte van het warmtetransport door de beweging van de staaf.

De temperatuur T_r van het staafmateriaal zal nu een functie zijn van de plaats x in de oven, van de snelheid v van de staaf en verder van de diameters D_r en D_f van resp. staaf en oven en van de eigenschappen van de desbetreffende materialen.

Voor het berekenen van T_r beschouwen we een sectie ter lengte Δx van oven en staaf (*fig. 4*). Bij een toestand van temperatuurevenwicht zal hierin de warmtestroom ΔH_1 door straling van de ovenwand naar de staaf gelijk zijn aan het warmtetransport ΔH_2 door de beweging van de staaf. Voor deze warmtestromen gelden de volgende vergelijkingen:

$$\Delta H_1 = \pi D_r c_{fr}(T_f^4 - T_r^4)\Delta x, \quad . . \quad (1)$$

$$\Delta H_2 = \frac{1}{4}\pi D_r^2 \, s \, v \frac{\mathrm{d}T_r}{\mathrm{d}x}\Delta x. \quad . . . . \quad (2)$$

Hierin is c_{fr} een coëfficiënt die de warmte-uitwisseling door straling tussen de ovenwand en de staaf bepaalt:

$$c_{fr} = \frac{c_z}{\frac{1}{\varepsilon_r} + \frac{D_r}{D_f}\left(\frac{1}{\varepsilon_f} - 1\right)}, \quad . . . . \quad (3)$$

waarbij c_z de constante uit de stralingswet van Stefan-Boltzmann is ($c_z = 4{,}96 \times 10^{-8}$ kcal/m^2 deg^{4}h), en ε_f en ε_r de emissiecoëfficiënten van resp. ovenwand en staaf voorstellen [2]. Verder is s de soortelijke warmtecapaciteit van het staafmateriaal (gewoonlijk gemeten in kcal/m^3 deg).

Gelijkstellen van (1) en (2) en integreren over x levert:

$$\ln \frac{1 + T_r/T_f}{1 - T_r/T_f} + 2 \operatorname{arc\,tg} T_r/T_f = x/\xi, \quad . . \quad (4)$$

waarin de kengrootheid ξ, die de dimensie van een lengte heeft, alle meetkundige en materiaalparameters bevat:

$$\xi = \frac{D_r \, s \, v}{16 \, c_{fr} \, T_f^3}. \quad . . . . . \quad (4a)$$

Uit dit verband tussen de dimensieloze variabelen T_r/T_f en x/ξ, dat in *fig. 5* is getekend, kan men voor

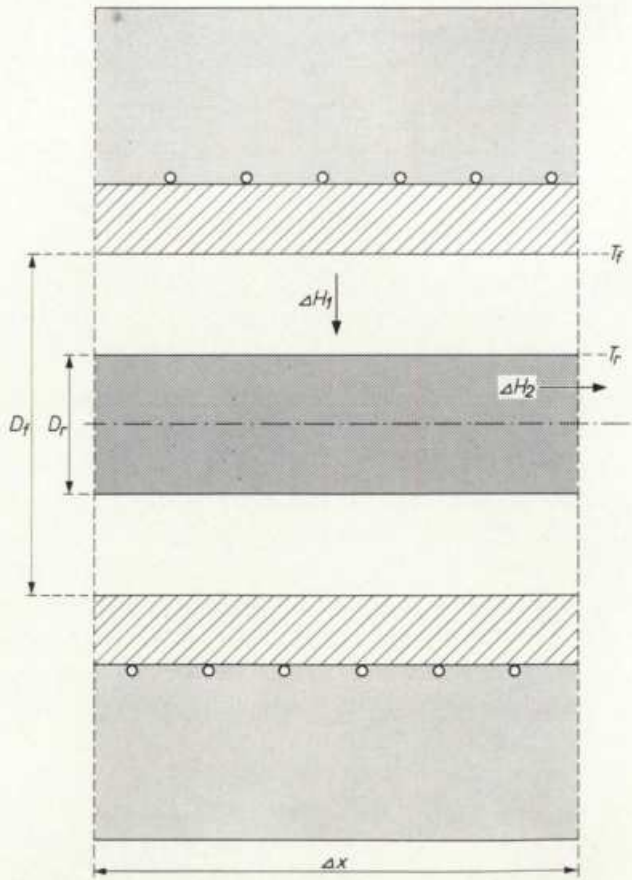


Fig. 4. Sectie ter lengte Δx van oven en staaf. ΔH_1 warmtestroom van ovenwand naar staaf. ΔH_2 warmtetransport door de beweging van de staaf.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

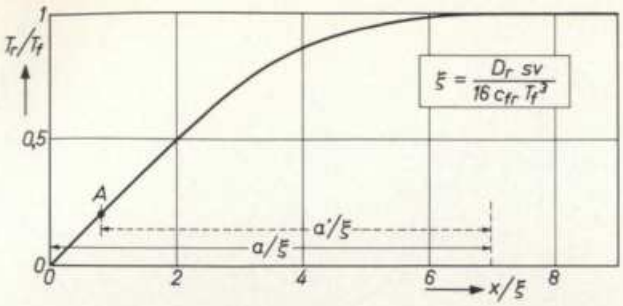


Fig. 5. Verwarming van staafmateriaal in een doorvoeroven met uniforme temperatuur T_f. Uitgezet is de verhouding van de staaftemperatuur T_r tot T_f als functie van de dimensieloze grootheid x/ξ, waarbij de kengrootheid ξ alle meetkundige en materiaalparameters bevat die bij de berekening zijn gebruikt. Aan het begin ($x = 0$) heeft het materiaal de temperatuur 0 °K. Het heeft vrijwel de oventemperatuur bereikt na het afleggen van een weg a. Wordt de staaf met kamertemperatuur T_0 de oven binnengevoerd, dan begint het verwarmingsproces in het punt dat correspondeert met T_0/T_f. Als voorbeeld diene het punt A, dat geldt voor $T_0/T_f = 0{,}2$. Het materiaal bereikt dan de temperatuur T_f na het afleggen van een weg a'.

elke constellatie het theoretische verloop van de temperatuur afleiden in een staaf die met een begintemperatuur van 0 °K een oven wordt binnengevoerd waarvan de temperatuur overal T_f bedraagt. Zoals we zien, heeft de staaf vrijwel de oventemperatuur bereikt na het afleggen van een afstand a die correspondeert met

$$a/\xi = 7. \quad \ldots\ldots\ldots \quad (5)$$

Onder normale omstandigheden zal de staaf de oven binnengaan met kamertemperatuur (300 °K). In dit geval dient men de kromme te beschouwen vanaf het hiermee corresponderende punt. Is b.v. de oventemperatuur 1500 °K, dan begint het verwarmen van de staaf bij $T_r/T_f = 0{,}20$. Volgens fig. 5 correspondeert dit met $x/\xi \approx 0{,}8$ (punt A). In dit geval zal dus de oventemperatuur vrijwel bereikt worden als de staaf een afstand a' heeft afgelegd die correspondeert met $a'/\xi = 6{,}2$.

Het nodige vermogen

De nuttige warmtestroom die per lengte-eenheid nodig is om de staaf tijdens zijn beweging door de oven de gewenste temperatuurstijging te doen ondergaan, $\Delta H_1/\Delta x$, volgt direct uit verg. (1) (of verg. 2). We schrijven deze in de vorm:

$$\frac{\Delta H_1}{\Delta x} = \pi D_r\, c_{fr}\, T_f^4 \left\{1 - \left(\frac{T_r}{T_f}\right)^4\right\}. \quad \ldots \quad (6)$$

Door de warmtestroom te herleiden tot elektrisch vermogen (1 kcal/h = 1,16 W), vinden we hieruit het nuttige elektrische vermogen per lengte-eenheid, waarvoor we kunnen schrijven:

$$\frac{\Delta P_u}{\Delta x} = \zeta \left\{1 - \left(\frac{T_r}{T_f}\right)^4\right\}, \quad \ldots\ldots \quad (7)$$

met $$\zeta = 1{,}16\, \pi D_r\, c_{fr}\, T_f^4. \quad \ldots\ldots \quad (7a)$$

Met behulp van (7) en (4) (of fig. 5) kan men nu de dimensieloze grootheid

$$\frac{\Delta P_u}{\Delta x} \Big/ \zeta$$

weer uitzetten als functie van x/ξ (*fig. 6*). Uit deze grafiek kan men voor alle constellaties het vereiste nuttige vermogen per lengte-eenheid afleiden als functie van de lengtecoördinaat van de oven.

Het nuttige vermogen P_u dat in totaal nodig is, zou men kunnen berekenen door de kromme van fig. 6 te integreren vanaf het punt dat correspondeert met de temperatuur T_{r0} waarmee de staaf de oven wordt binnengevoerd. Op eenvoudige wijze is echter in te zien

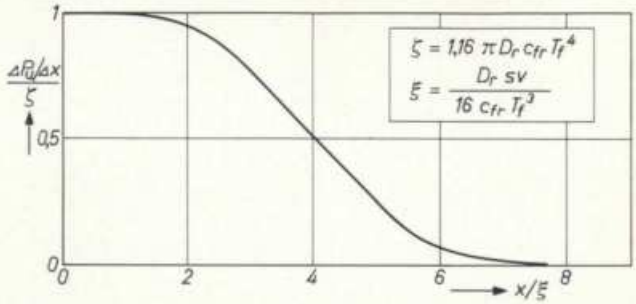


Fig. 6. Verdeling van het nuttige vermogen per lengte-eenheid nodig om de oven een uniforme temperatuur te geven. Uitgezet zijn dimensieloze grootheden, waarbij de kengrootheden ζ en ξ alle meetkundige en materiaalparameters bevatten.

dat dit vermogen (de door de bewegende staaf per seconde getransporteerde warmte) bedraagt:

$$P_u = \frac{1{,}16}{4}\, \pi D_r^2 s\, v(T_f - T_{r0}) \text{ watt}. \quad \ldots \quad (8)$$

Het *totale vermogen* dat nodig is, verkrijgt men door bij P_u het verliesvermogen op te tellen. Zoals reeds werd vermeld, kan voor een nauwkeurige berekening van dit laatste vermogen, en van de verdeling hiervan over de lengte, een elektrisch analogon worden gebruikt. De verwarmingswindingen moeten nu op de ovenbuis worden aangebracht met een dichtheid, evenredig met het totale vermogen dat per lengte-eenheid nodig is.

Metingen aan een oven

Het bovenstaande hebben wij toegepast bij het berekenen van een oven voor het verwarmen van magneetstaal in staafvorm (diameter D_r = 14 mm). De staaf moest met een snelheid v van 3,6 m/h worden ge-

[1] Zie hiervoor b.v. V. Paschkis, J. Persson, Industrial electric furnaces and appliances, Interscience Publ., New York 1960; G. Liebmann, Resistance-network analogues with unequal meshes or subdivided meshes, Brit. J. appl. Phys. **5**, 362-366, 1954; M. J. Laubitz, Design of gradientless furnaces, Can. J. Phys. **37**, 1114-1125, 1959.

[2] Zie o.a. H. Gröber, S. Erk en U. Grigull, Die Grundgesetze der Wärmeübertragung, Springer, Berlijn 1963, blz. 368 e.v.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

voerd door een oven met een binnendiameter D_f van 40 mm. Hierbij moest de staaf van kamertemperatuur, 300 °K, worden verwarmd tot 1200 °K. Verdere gegevens hiervoor waren $s = 845$ kcal/m³ deg, $\varepsilon_f = 0{,}3$ en $\varepsilon_r = 0{,}38$. Met formule (3) berekenen we nu $c_{fr} = 1{,}45$ kcal/m² deg⁴h. De kengrootheid ξ wordt hiermee 0,106 m. Het verwarmen van de staaf begint bij $T_r/T_f = 0{,}25$, wat volgens fig. 5 correspondeert met $x/\xi = 1$. De staaf zal dus de oventemperatuur bereiken na het afleggen van een weg $6\xi = 0{,}64$ m.

De geconstrueerde oven had een lengte van 1,40 m. In *fig. 7* is de berekende staaftemperatuur als functie van de plaats uitgezet.

Het nuttige vermogen kan worden berekend met behulp van formule (8). We vinden hiervoor 470 W. De verdeling van dit vermogen over de lengte moet een door fig. 6 gegeven verloop hebben. In *fig. 8* geeft de kromme $\Delta P_u/\Delta x$ deze verdeling weer op de hier geldende schalen.

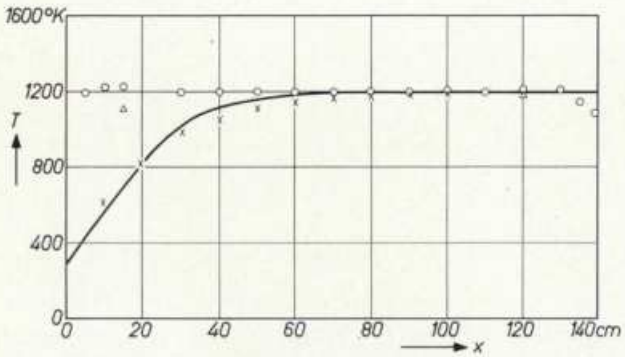


Fig. 7. Temperatuurverdeling in de lengterichting bij een staaf van magneetstaal met een diameter van 14 mm, die met een snelheid van 3,6 m/h door een oven wordt gevoerd waarvan de temperatuur overal 1200 °K bedraagt. De getrokken lijn geeft de berekende temperatuur weer; de kruisjes zijn aan de staaf met een thermo-element gemeten temperaturen. Met de cirkeltjes is de temperatuur van de verwarmingswikkeling aangegeven. Op twee plaatsen is ook de temperatuur van de binnenwand van de oven gemeten (driehoekjes).

De isolatiemantel had een buitendiameter van 11 cm. Het isolatiemateriaal had een warmtegeleidingscoëfficiënt die vrij sterk van de temperatuur afhing. Deze was nl. 0,035 kcal/m deg h bij 100 °C en 0,257 kcal/m deg h bij 900 °C. Om deze reden werd voor de berekening van de warmteverliezen de mantel verdeeld in drie schillen, waarbij in ieder hiervan de temperatuur constant werd ondersteld. Op deze wijze werd een warmteverlies van 840 W gevonden. De extra-verliezen aan de uiteinden, die werden bepaald met een elektrisch analogon, bedroegen 35 W, zodat het totale warmteverlies 875 W bedroeg. De verdeling over de lengte geeft de kromme $\Delta P_l/\Delta x$ in fig. 8.

Voor de verdeling van de verwarmingswindingen moet nu het totale nodige vermogen per lengte-eenheid

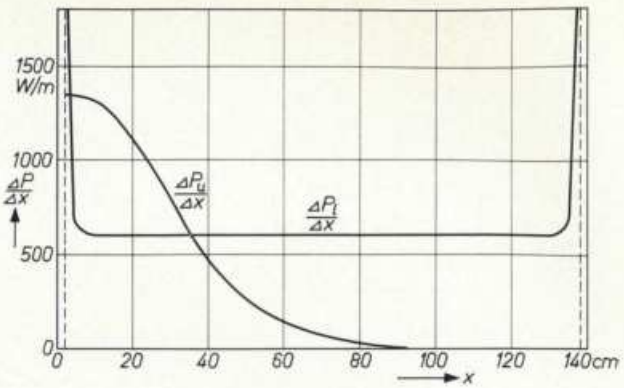


Fig. 8. Verdeling van het nuttige vermogen P_u en van het verliesvermogen P_l die bij de in dit artikel besproken doorvoeroven nodig is om een uniforme temperatuur te verkrijgen.

worden bepaald uit de som van de ordinaten van de beide krommen van fig. 8. Deze som is uitgezet in *fig. 9*. De extra-verliezen aan de uiteinden zijn hier over een kleine afstand als constant voorgesteld, om aan te sluiten aan een uitvoerbare verdeling van de windingen.

Volgens de door fig. 9 gegeven verdeling werden 136 verwarmingswindingen aangebracht, met een totale weerstand van 15 Ω. In deze oven hebben wij de temperatuurverdeling gemeten door een thermokoppel met de staaf mee te voeren. De kruisjes in fig. 7 geven een aantal meetpunten weer. Ook de temperatuur van de wikkeling werd op verschillende plaatsen gemeten (cirkeltjes). De driehoekjes geven de temperatuur aan op twee plaatsen aan de ovenbinnenwand. (Aan het begin van de oven zal de binnenwand een wat lagere temperatuur hebben dan de buitenwand, als gevolg

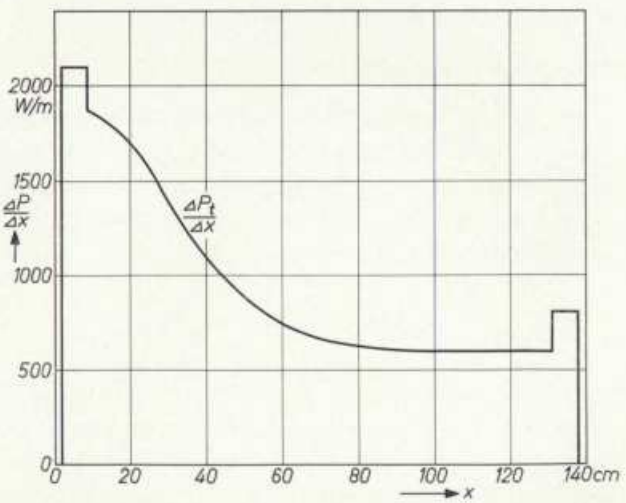


Fig. 9. Verdeling van het totale nodige vermogen over de lengte van de besproken doorvoeroven. Verdeelt men de verwarmingswindingen zodanig dat hun dichtheid op elke plaats evenredig is met het daar nodige vermogen per lengte-eenheid, dan is de temperatuur van de oven overal dezelfde.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

van de hier optredende sterke nuttige warmtestroom door de ovenwand.)

In aanmerking nemende dat bij de berekeningen verschillende benaderingen en verwaarlozingen zijn ingevoerd, kan de overeenstemming tussen meting en berekening bevredigend genoemd worden. Dat de door de staaf af te leggen weg voor het bereiken van de eindtemperatuur iets groter is dan berekend, is waarschijnlijk een gevolg van het verwaarloosde verschil in temperatuur tussen buitenwand en binnenwand en van het feit dat de constant veronderstelde emissiecoëfficiënten ε_f en ε_r in werkelijkheid met stijgende temperatuur afnemen.

Wij willen er tot besluit nogmaals op wijzen dat een oven, berekend en geconstrueerd volgens het hierboven gegeven principe, het gewenste temperatuurverloop alleen vertoont bij het doorvoeren van een staaf met afmetingen, eigenschappen en snelheid waarvoor de berekening is uitgevoerd. Een afwijking van deze grootheden kan een andere temperatuurverdeling doen ontstaan. Zo treedt b.v. bij een verkleining van de snelheid een verhoging van de temperatuur aan het begin van de oven op. Berekeningen hieromtrent zijn tamelijk ingewikkeld doch kunnen met een rekenmachine worden uitgevoerd. Met behulp hiervan kan men desgewenst ook verschillende verfijningen in de berekening invoeren. Zo kan men b.v. het temperatuurverschil tussen buitenwand en binnenwand van de ovenbuis in de berekening betrekken, evenals de overdracht van warmte van de ovenwand naar de staaf, niet door straling maar door convectie en geleiding. Ook het warmtetransport door geleiding in de lengterichting van de staaf, dat hierboven werd verwaarloosd ten opzichte van het warmtetransport door de voortbeweging, kan dan eventueel in rekening worden gebracht. In vele gevallen is echter een dergelijke uitvoerige behandeling niet nodig en geeft een benaderde berekening voldoende nauwkeurige resultaten.

Samenvatting. In doorvoerovens waarbij de verwarmingswikkeling met een constante spoed is aangebracht, treedt een zodanige temperatuurverdeling op dat de warmtebehandeling van de door de oven gevoerde produkten moeilijk te controleren en te beheersen is. Veel eenvoudiger is dit bij een oven die over de gehele lengte dezelfde temperatuur heeft. Hiertoe moet de wikkeling met een niet-constante spoed op de oven worden aangebracht. Voor een eenvoudige oven en een eenvoudige vorm van het produkt, nl. een staaf, is de nodige verdeling van het toe te voeren vermogen over de lengte van de oven berekend. Deze verdeling hangt af van de diameter van de staaf, van de eigenschappen van het materiaal en van de snelheid waarmee de staaf door de oven wordt gevoerd. Een experimenteel vastgestelde temperatuurverdeling vertoonde goede overeenkomst met de berekende.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Analyse van vastestofoppervlakken in een massaspectrometer

543.51

Het is reeds lang bekend dat men door een ionenbombardement uit het oppervlak van een vaste stof atomaire deeltjes los kan maken (katodeverstuiving). Een fractie van deze deeltjes blijkt geïoniseerd te zijn. Door de op een dergelijke wijze vrijgemaakte ionen in een massaspectrometer te onderzoeken, kan men het oppervlak van de stof analyseren.

Op dit principe is een in dit laboratorium en elders ontwikkelde [1] analysemethode gebaseerd, die een aantal frappante mogelijkheden biedt.

Het vastestofmonster wordt in het brongedeelte van een speciaal voor het genoemde doel geconstrueerde massaspectrometer aangebracht (*fig. 1*). Men richt een bundel primaire ionen, b.v. positieve argonionen, die uit een hulpbron worden verkregen en waarvan de energie gevarieerd kan worden van 3 tot 15 keV, onder een kleine hoek op het monster. Bestaat de stof nu b.v. uit de elementen X en Y, dan worden deze door dit bombardement ten dele als atomen en ten dele als positieve of negatieve ionen (afhankelijk van de aard der elementen) uit het oppervlak geschoten. De hoeveelheid afgeschoten deeltjes van elk element is een maat voor de concentratie van dat element in het monster. Door een extractiespanning tussen het monster en de extractiespleet van de bron worden de „secundaire" ionen versneld en deze ionen worden in het analysatorgedeelte van de spectrometer naar massa gescheiden. Men registreert na el-

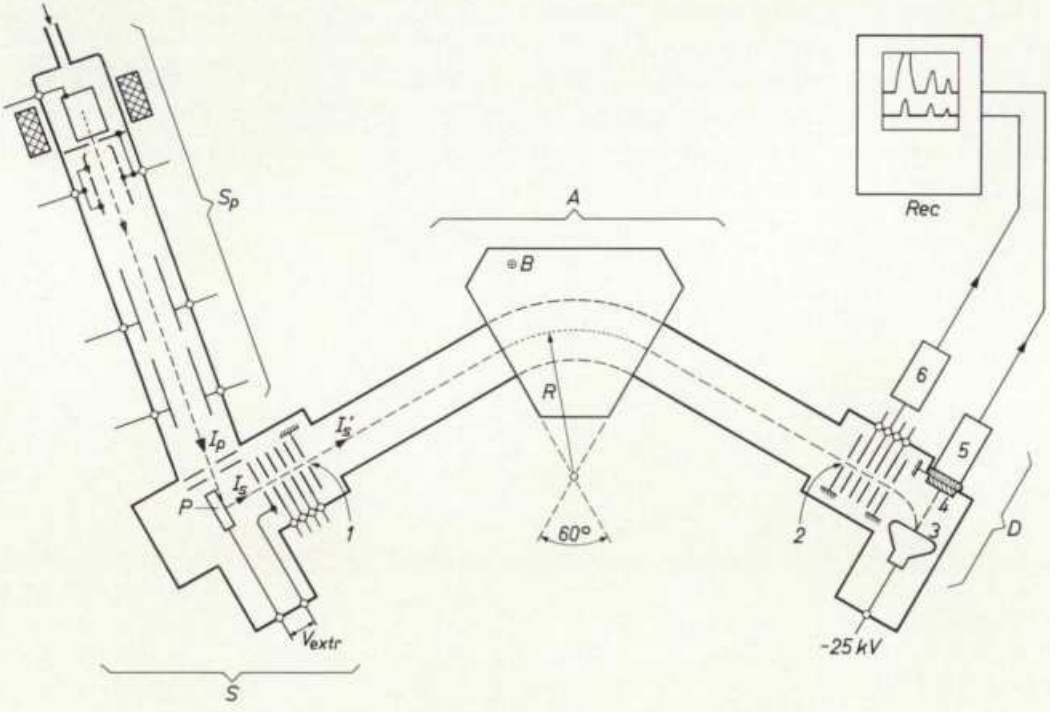


Fig. 1. Schematische voorstelling van de door ons gebruikte massaspectrometer (deze is van het zg. enkelfocusserende 60°-type). *S* brongedeelte, waarin het te analyseren monster *P* wordt geplaatst. I_p primaire ionenbundel, verkregen uit hulpbron S_p. I_s secundaire ionen uit het monster. V_{extr} extractiespanning. *1* ingangsspleet, *2* collectorspleet van het analysatorgedeelte *A*. Hierin worden de versnelde ionen I_s' door een magnetisch sectorveld op cirkelbanen afgebogen, waarvan de kromtestraal *R* evenredig is met $\sqrt{(M/e)}\,V/B$. Hierbij zijn *M* en *e* massagetal en lading van het ion, *V* de versnellingsspanning, *B* de magnetische inductie.

Men houdt *V* constant en laat *B* als functie van de tijd veranderen: de aanwezige ionen met verschillende massagetallen *M* doorlopen dan achtereenvolgens het sectorveld met de juiste kromtestraal om de collectorspleet te passeren.

Meting van de gecollecteerde ionenstroom gebeurt in onze opstelling gelijktijdig met behulp van de gelijkstroomversterker *6* (voor stromen boven 10^{-14} A) en met een uiterst gevoelig scintillatiesysteem *D* (voor stromen $<10^{-13}$, tot 10^{-20} A); de ionen maken hier elektronen vrij uit een trefplaat *3*, deze elektronen veroorzaken scintillaties in het kristal *4*, die met de fotomultiplicator *5* worden gedetecteerd.

De aanwijzingen van *5* en *6* worden doorlopend geregistreerd, zodat tijdens het variëren van het magneetveld *B* het massaspectrum van het onderzochte monster wordt verkregen.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

kaar de ionenstromen I_X en I_Y met geschikte hulpmiddelen (gelijkstroomversterker, elektronenmultiplicator) en verkrijgt aldus een analyse van het monster.

Om deze methode voor een kwantitatieve analyse te kunnen gebruiken, moet men de „gevoeligheid" voor elk element kennen, d.i. de verhouding van de verkregen ionenstroomsterkte tot de primaire stroomsterkte voor een gegeven concentratie van het element in de onderzochte stof. Deze gevoeligheid kan van element tot element verschillen en bovendien voor één element afhangen van de overige bestanddelen van het monster (de matrix). Voor een kwantitatieve analyse moet men dus, evenals b.v. in de spectrochemie, de beschikking hebben over een standaard voor het element in de matrix. Uitvoerige onderzoekingen hebben aangetoond dat voor één matrix en één element de gevoeligheid over het algemeen vrijwel onafhankelijk is van de concentratie van het element [2]. Uit ons eigen onderzoek is voorts gebleken dat bij een primaire ionenenergie van 11 keV de gevoeligheden voor 15 verschillende elementen niet meer dan ongeveer een factor 30 uiteenlopen.

De methode heeft de volgende interessante aspecten:
1) Men kan alle vaste stoffen analyseren: geleiders, halfgeleiders en isolatoren.
2) De methode is bijzonder geschikt voor de analyse van zeer dunne oppervlaklagen van vaste stoffen, aangezien men de gemiddelde indringdiepte van de primaire ionen door een geschikte keuze van de invalshoek van de bundel en van de massa en de energie van de ionen tussen ca. 0,2 en 100 nanometer kan variëren. Men denke hierbij b.v. aan opgedampte lagen, maar ook aan adsorptielagen, waarmee elke vaste stof na een verblijf in de open lucht bedekt is.
3) Het is mogelijk een „diepteanalyse" van een oppervlak te maken: men pelt met de primaire bundel als het ware atoomlaag na atoomlaag van het oppervlak af, en bepaalt zodoende de concentratie van de elementen als functie van de diepte onder het oppervlak. Men moet daarbij de intensiteit van de primaire bundel goed constant houden en de indringdiepte voldoende klein kiezen.
4) Het materiaalverbruik is zeer gering: een hoeveelheid van 10^{-9} gram correspondeert met een secundaire ionenstroom van ca. 10^{-18} A gedurende enkele uren. Een dergelijke stroomsterkte, geïntegreerd over b.v. 5 seconden, is met ons detectiesysteem (zie fig. 1) reeds redelijk nauwkeurig meetbaar.

De punten (2) en (3) mogen worden geïllustreerd door de volgende proeven.

Een monster van zuiver aluminium werd gedurende 2½ uur met een primaire ionenstroom van 5 μA gebombardeerd. In zg. zuiver aluminium is altijd een weinig natrium aanwezig. Er werd dan ook een Na^+-piek gevonden, waarvan de sterkte, ca. 10 relatieve eenheden, gedurende de gehele tijd binnen ca. 10% constant bleef. Hierna werd het oppervlak van het aluminium met natrium verontreinigd, eenvoudig door er flink met een vinger op te wrijven. De Na^+-piek kreeg hierdoor een sterkte van 300 relatieve eenheden, terwijl de sterkte van de Al^+-piek onveranderd was. Gedurende een nu volgend bombardement van 7 uren bleef de Al^+-piek steeds constant, maar de Na^+-piek zakte geleidelijk tot 40 eenheden — kennelijk doordat het besmeurde oppervlaklaagje erafgepeld werd. Dit laatste werd nog bevestigd door de primaire bundel een weinig te verplaatsen naar de rand van het eerst gebombardeerde gebied: hier moest minder natrium weggesputterd zijn, en inderdaad steeg de Na^+-piek nu tot 110 eenheden, om in de loop van een halfuur weer te dalen tot 70 eenheden.

Bij een ander experiment werd een op silicium gegroeid SiO_2-laagje ter dikte van 100 nm continu gebombardeerd. De Na^+-piek en de $(SiOH)^+$-piek werden als functie van de tijd gemeten. De resulterende krommen (*fig. 2*) kunnen worden beschouwd als het verloop van de concentratie met de diepte onder het oppervlak. De interpretatie van deze meetresultaten

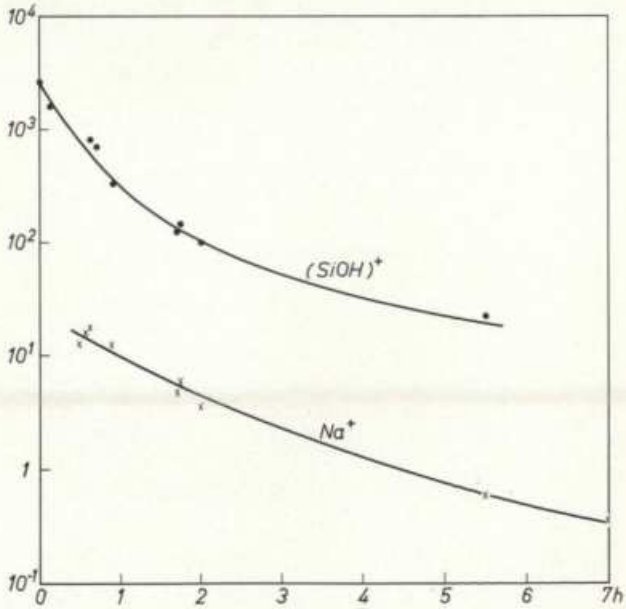


Fig. 2. Verloop van de Na^+-piek en de $(SiOH)^+$-piek met de tijd, bij continu bombarderen van een op Si gegroeid SiO_2-laagje. De krommen geven, met enig voorbehoud (zie tekst), het verloop van de concentratie met de diepte.

[1] H. J. Liebl en R. F. K. Herzog, J. appl. Phys. **34**, 2893, 1963. A. J. Smith, D. J. Marshall, L. A. Cambey en J. Michael, Vacuum **14**, 263, 1964. H. E. Beske, Z. Naturf. **19a**, 1627, 1964.
[2] H. E. Beske, voordracht Frühjahrstagung der Deutschen Physikalischen Gesellschaft, Mainz 1966.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

vereist echter nog enige voorzichtigheid, aangezien ook de Si^+-piek zelf als functie van de tijd bleek af te nemen, zij het minder sterk dan de beide andere.

Nog een enkele opmerking over het detectiesysteem (fig. 1). De secundaire ionenstromen blijken na ca. 1 uur bombarderen goed constant te zijn (ze bedragen ca. 10^{-10} A bij een zuivere stof — concentratie 100% — en bij een primaire bundelstroom van 5 μA). Dank zij deze constantheid mag de tijd voor het opnemen van een volledig massaspectrum zonder bezwaar enkele uren bedragen, elke piek kan dus over lange tijd geïntegreerd worden; daardoor kunnen wij met een scintillatiesysteem met fotomultiplicator [3] en met behulp van teltechnieken nog ionenstromen tot 10^{-20} A aantonen. Rekening houdend met verschillen in gevoeligheid voor verschillende elementen, kunnen we derhalve concentratieverhoudingen van de orde van grootte $1 : 10^9$ meten.

Voor reproduceerbare metingen is essentieel dat het scintillatiekristal (*4* in fig. 1) niet zelf door de secundaire ionen getroffen wordt en derhalve niet kan vervuilen. Dit wordt bereikt door de in fig. 1 geschetste opstelling. Om te voorkomen dat bij het meten van zeer kleine stromen last wordt ondervonden van nawerkingseffecten van voorafgaande sterke stromen, onderdrukken we de ionenstroom naar het scintillatiesysteem zodra de gelijkstroomversterker, die parallel hiermee voortdurend de stroom meet, een stroom groter dan 10^{-13} A registreert.

H. W. Werner

[3] H. W. Werner en H. A. M. de Grefte, voordracht 3. Internat. Vakuumkongress, Stuttgart 1965.

Dr. H. W. Werner, medewerker van Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven.

Een gevoelige koppelmeter voor hoge frequenties

621.317.799:531.232

Voor het dynamisch meten van een koppel is in dit laboratorium een apparaat ontwikkeld dat, in tegenstelling tot de bestaande mechanische apparaten, ook bij hoge frequenties zeer gevoelig is. Het bestaat in principe uit een as van magnetostrictief materiaal (permalloy), die aan één einde is verbonden met een roterend aandrijfmechanisme en aan het andere einde met een roterende belasting, waarop het te meten koppel wordt uitgeoefend (*fig. 1*). Om de as is een spoel aangebracht waardoor een wisselstroom loopt; in de as is dus een wisselend magnetisch veld in axiale richting, en zolang geen koppel wordt uitgeoefend, is ook de magnetische inductie alleen axiaal gericht. Indien de as door een koppel wordt getordeerd, treedt spanningsanisotropie op, waardoor de magnetische inductie een component krijgt die tangentieel gericht is (B_t). Tussen de twee uiteinden van de as meten we nu een elektrische wisselspanning, want de stroomkring die bij deze meting wordt gevormd, omvat nu een wisselende flux. De grootte van de spanning is een maat voor de grootte van het koppel; bij omkering van het koppel keert ook de spanning in faze om.

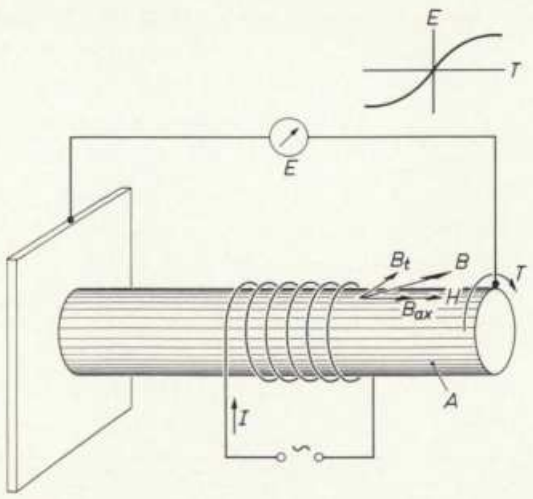


Fig. 1. Het principe van de koppelmeter. *A* as van magnetostrictief materiaal. *I* stroom door de spoel *C*. *H* wisselveld. *B* magnetische inductie, B_t tangentiële component en B_{ax} axiale component hiervan. *T* koppel. *E* uitgangsspanning.

Koppelmeters volgens dit principe bezitten, in vergelijking met vroegere mechanische apparaten, bij gelijke gevoeligheid een veel grotere stijfheid; ze zijn dus bij een zelfde koppel tot hogere frequenties bruikbaar. Zo kan b.v. een koppel van minder dan 10^{-5} Nm (0,1 gcm) worden gemeten met een as met een stijfheid van 1500 Nm/rad. Conventionele koppelmeters van ongeveer gelijke gevoeligheid hebben een stijfheid van slechts 1 à 5 Nm/rad. De resonantiefrequentie van het geheel van koppelmeter en belasting is evenredig met $\sqrt{S/I}$; hierin is S de stijfheid van de as en I het traag-

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

heidsmoment van de as met de belasting. Hieruit volgt dat bij gelijke belasting de bovengrens van het frequentiegebied van de nieuwe koppelmeter een factor 20 à 40 hoger ligt dan van de bestaande meters.

Het gebruik van magnetostrictie brengt wel enkele bezwaren met zich. Zo is er op den duur een verandering van de eigenschappen van het materiaal; deze is echter zo langzaam dat binnen een tijdsbestek van enkele uren het nulpuntsverloop miniem is (b.v. minder dan 10^{-5} Nm/uur). Voorts wordt de richting van de magnetische inductie in de as niet alleen beïnvloed door torsie maar ook door druk in axiale richting en door buiging van de as. Om deze invloeden uit te schakelen, is een constructie van veren toegepast (*fig. 2*) die alleen torsie overbrengt. De as A is aan een zijde vast verbonden met het huis M en aan de andere zijde opgehangen in zes bladveren (S_1 in fig. 2*a*). Het te meten koppel wordt op de as overgebracht door twee komvormige ronde membranen die aan de rand met elkaar zijn verbonden (S_2), en een tweede zestal bladveren S_3. Fig. 2*b* geeft een aanzicht van deze constructie. De bladveerstelsels zijn voor torsie zeer slap (althans in vergelijking met de stijfheid van de as); voor axiale druk en buiging zijn ze echter zeer stug. Eventuele axiale en buigkrachten worden dus grotendeels door de bladveren S_3 op het huis overgebracht. De ongewenste bewegingen die deze veren toch nog maken, geven geen krachten op de as, want de membranen S_2 zijn voor druk en buiging zeer slap. Voor torsie vormen ze een vaste verbinding tussen S_3 en de as, zodat het koppel ongehinderd naar de as wordt overgebracht.

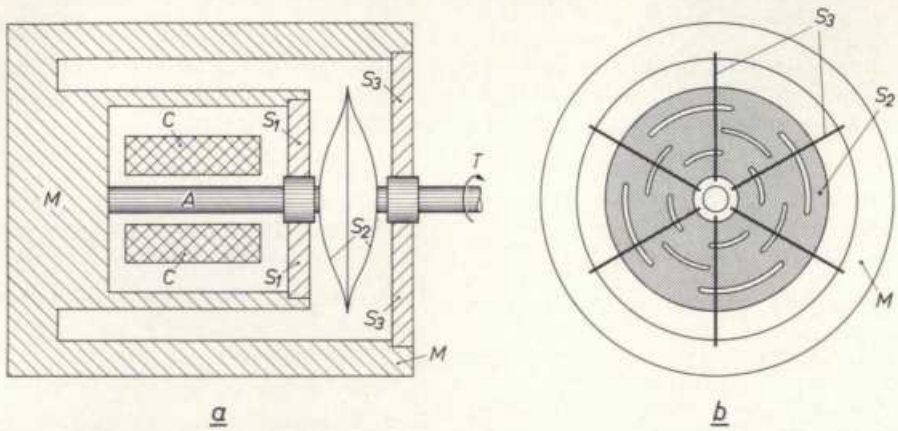


Fig. 2. Uitvoering van de koppelmeter. A as. M huis. C spoel. S_1, S_3 bladveren. S_2 membranen. T koppel.

Bij dynamische metingen wordt het huis van de koppelmeter verbonden met een roterend aandrijfmechanisme, en het uiteinde van de as met een roterende belasting. De meting geeft nu het koppel dat door de as wordt overgebracht, als functie van de tijd. Indien de eigenschappen van het aandrijfmechanisme bekend zijn (b.v. een met constante snelheid draaiend vliegwiel), geeft deze meting inlichtingen over de belasting (b.v. de hoekstand waarbij de wrijving het grootst is). Indien daarentegen de belasting bekend is (b.v. een vliegwiel met een bekend traagheidsmoment), kunnen uit de meting conclusies worden getrokken ten aanzien van het aandrijfmechanisme. Dit laatste past men toe om bij het ontwerpen van kleine elektromotoren te meten wat de invloed op het koppel is van elke pool apart. Voor sommige van deze metingen is een frequentiegebied tot ongeveer 1000 Hz vereist; de zuiver mechanische apparaten gaan in het gunstigste geval tot 50 à 100 Hz.

W. J. Schoenmakers

Ir. W. J. Schoenmakers, medewerker van Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven.

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!

www.freeservicemanuals.info 11/14/2023

Recente wetenschappelijke publikaties

Deze publikaties zijn afkomstig van medewerkers van laboratoria en fabrieken, behorende tot of samenwerkende met ondernemingen van het Philipsconcern, in het bijzonder van medewerkers van de navolgende research-laboratoria:

Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven	*E*
Mullard Research Laboratories, Redhill (Surrey), Engeland	*M*
Laboratoires d'Electronique et de Physique Appliquée, Limeil-Brévannes (S.O.), Frankrijk	*L*
Philips Zentrallaboratorium GmbH, Laboratorium Aken, Weisshausstrasse, 51 Aachen, Duitsland	*A*
Philips Zentrallaboratorium GmbH, Laboratorium Hamburg, Vogt-Kölln-Strasse 30, 2 Hamburg-Stellingen, Duitsland	*H*
MBLE Laboratoire de Recherche, 2 avenue Van Becelaere, Brussel 17 (Boitsfort), België.	*B*

Van de meeste dezer publikaties zullen binnenkort overdrukken beschikbaar zijn. Men kan deze aanvragen bij het betrokken laboratorium (zie de codeletter) of bij de Administratie van Philips' Natuurkundig Laboratorium, Eindhoven.

D. Alma: Het gebruik van doorzichtkaarten bij het vastleggen en analyseren van gegevens.
Sigma **11**, 105-109, 1965 (no. 5).

V. Belevitch en **J. Neirynck:** Response of a tuned circuit to a frequency step.
Proc. IEEE **53**, 2146, 1965 (no. 12). *B*

M. Borot: Luminescence par bombardement cathodique dans l'arséniure de gallium.
Onde électr. **45**, 1204-1215, 1965 (no. 463). *L*

A. Cohen: Versprekingen als verklappers van het proces van spreken en verstaan.
Forum der Letteren **6**, 175-186, 1965 (no. 4). *E*

O. Glemser, J. Schröder en **J. Knaak:** Notiz zur Darstellung von Stickstofftrifluorid durch Elektrolyse von geschmolzenem Ammoniumhydrogenfluorid.
Chem. Berichte **99**, 371-374, 1966 (no. 1). *A*

E. F. de Haan en **A. G. van Doorn:** A „Plumbicon" color broadcast camera.
J. SMPTE **74**, 922-926, 1965 (no. 10). *E*

M. Hertogs en **J. S. C. Wessels:** Ferredoxin-stimulated photoreduction of 2,4-dinitrophenol with solubilized chlorophyll *a*.
Biochim. biophys. Acta **109**, 610-613, 1965 (no. 2). *E*

E. P. Honig: Logarithmic distribution functions for colloidal particles.
J. phys. Chem. **69**, 4418-4419, 1965 (no. 12). *E*

K. Hoselitz: Magnetic properties.
Physical metallurgy, red. R.W. Cahn, blz. 1015-1052, North-Holland Publ. Co., Amsterdam 1965. *M*

S. R. de Kloet: Studies on protein biosynthesis in yeast, I. The effect of cycloheximide on cell free protein formation.
Proc. Kon. Ned. Akad. Wetensch. **B 68**, 266-283, 1965 (no. 5). *E*

H. de Lang en **G. Bouwhuis:** Quasi-stationary polarization of a single mode gas laser in a magnetic field.
Physics Letters **19**, 481-482, 1965 (no. 6). *E*

H. de Lang, G. Bouwhuis en **E. T. Ferguson:** Saturation-induced anisotropy in a gaseous medium in zero magnetic field.
Physics Letters **19**, 482-484, 1965 (no. 6). *E*

R. F. Pearson: Magnetocrystalline anisotropy of ytterbium iron garnet $Yb_3Fe_5O_{12}$.
Proc. Phys. Soc. **86**, 1055-1066, 1965 (no. 5). *M*

G. Schulten: Resonatoren für Millimeterwellen und ihre Verwendung zur Beobachtung von Gasresonanzen.
Frequenz **20**, 10-22, 1966 (no. 1). *H*

J. Tillack, P. Eckerlin en **J. H. Dettingmeijer:** Darstellung und Eigenschaften von Wolframdioxiddijodid, WO_2J_2.
Angew. Chemie **78**, 451, 1966 (no. 8). *A*

J. H. N. van Vucht: Note on the structures of $GdFe_3$, $GdNi_3$, $GdCo_3$ and the corresponding yttrium compounds.
J. less-common Met. **10**, 146-147, 1966 (no. 2). *E*

J. H. N. van Vucht en **K. H. J. Buschow:** The structures of the rare-earth trialuminides.
J. less-common Met. **10**, 98-107, 1966 (no. 2). *E*

J. C. Walling en **F. W. Smith:** Travelling-wave maser amplifier.
The Goonhilly Project, red. F. J. D. Taylor, blz. 104-113, Inst. Electr. Engrs., Londen 1964. *M*

J. S. C. Wessels: Mechanism of the reduction of organic nitro compounds by chloroplasts.
Biochim. biophys. Acta **109**, 357-371, 1965 (no. 2). *E*

J. S. C. Wessels: Reconstitution by plastocyanin of the $NADP^+$-photoreducing activity in digitonin fragments of spinach chloroplasts.
Biochim. biophys. Acta **109**, 614-616, 1965 (no. 2). *E*

Jaargang 27, 1965/66, no. 12 blz. 317-352 Verschenen 7 december 1966

Digitized in Heiloo the Netherlands Not for sale!